

Durchbruchverhalten von Gateoxiden:

Einfluss eingewachsener Defekte und metallischer Verunreinigungen

Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades

doctor rerum naturalium (Dr. rer. nat.)

vorgelegt der

Mathematisch-Naturwissenschaftlich-Technischen Fakultät
(mathematisch-naturwissenschaftlicher Bereich)
der Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg

von Herrn Steffen Huth

geb.: 27.10.1969

in Schwedt/Oder

Gutachter:

1. PD Dr. R. Krause-Rehberg
2. Prof. Dr. U. Gösele
3. Dr. habil Ch. Waigel

Halle (Saale), den 29.05.2002

urn:nbn:de:gbv:3-000003700

[<http://nbn-resolving.de/urn/resolver.pl?urn=nbn%3Ade%3Agbv%3A3-000003700>]

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen	3
2.1	Herstellung von Halbleitersilizium	3
2.1.1	Das Czochralski-Verfahren	3
2.1.2	Das Zonenschmelz-Verfahren	4
2.2	Kristallbaufehler in Silizium	5
2.2.1	Klassifizierung	5
2.3	Punktdefekte	6
2.3.1	Energetische Betrachtungen	6
2.3.2	Intrinsische und extrinsische Punktdefekte	8
2.3.3	Diffusion von Punktdefekten	8
2.3.4	Wechselwirkung von Punktdefekten	9
2.4	Eingewachsene Defekte in Czochralski Silizium	10
2.4.1	Entstehung eingewachsener Defekte	10
2.4.2	Klassifizierung eingewachsener Defekte	13
2.4.3	Charakterisierung eingewachsener Defekte	14
2.5	Das Durchbruchverhalten von Gateoxiden	16
2.5.1	Der intrinsische Durchbruch von Gateoxiden	17
2.5.2	Gateoxid-Integritäts-Defekte (GOI-Defekte)	18
2.5.3	Methoden zur Bestimmung des Durchbruchverhaltens und der GOI-Defektdichte	19
2.6	Verhalten von Kupfer und Nickel in Silizium	20
3	Untersuchungsmethoden	22
3.1	Elektronenstrahl-induzierter Strom (EBIC)	22
3.1.1	Abbildung von GOI-Defekten mit EBIC	23

3.1.2	Abbildung von rekombinationsaktiven Defekten mit EBIC an MOS Strukturen	23
3.1.3	Kohlenstoff-Kontaminationsmethode	27
3.2	Transmissions-Elektronenmikroskopie (TEM)	27
3.2.1	TEM-Zielpräparation (planar/Querschnitt)	28
3.3	Energiedispersive Röntgenanalyse (EDX)	29
3.4	Sekundärionen Massenspektrometrie (SIMS)	30
3.5	Lock-in IR-Thermographie	30
3.5.1	Messprinzip und technische Realisierung	32
4	Anwendung der Lock-in IR-Thermographie zur Abbildung von GOI-Defekten	35
4.1	Abbildung einzelner GOI-Defekte	35
4.2	Thermographische Bestimmung der GOI-Defektdichte	36
4.3	Aktivierung von GOI-Defekten	38
4.3.1	Bestimmung der geeigneten Impulsparameter	39
4.3.2	Schädigungen an der Gate-Oberfläche in Abhängigkeit von der Im- pulsdauer	44
4.4	Mapping von GOI-Defekten über große Flächen	45
4.5	Zusammenfassung/Diskussion	47
5	Durchbruchverhalten von Gateoxiden	49
5.1	Übersicht der untersuchten Materialien	49
5.2	Vorgehensweise	50
5.3	Der intrinsische Durchbruch und der Einfluss eingewachsener Defekte	52
5.4	Metallische Verunreinigungen	57
5.4.1	Einfluss auf den intrinsischen Durchbruch	57
5.4.2	Einfluss auf den extrinsischen Durchbruch	63
5.5	Zusammenfassung	68
6	EBIC Untersuchungen	70
6.1	Abbildung rekombinationsaktiver Defekte mit EBIC	70
6.2	Lokalisierung von aktivierten GOI-Defekten mit EBIC	73
7	Sekundärionen Massenspektrometrie (SIMS)	74
8	Strukturelle Untersuchungen mit TEM	76
8.1	Lokalisierung mit Lock-in IR-Thermographie	76

8.1.1	Planare TEM Abbildung	77
8.1.2	Zusammenfassung	80
8.2	TEM Querschnittsuntersuchungen	81
8.2.1	Auswahl der Proben	81
8.2.2	TEM Querschnitts Abbildungen	83
8.2.3	Zusammenfassung	86
9	Diskussion	89
9.1	Der intrinsische Durchbruch	89
9.2	Einfluss eingewachsener Defekte auf das Durchbruchsverhalten	89
9.3	Einfluss von Kupfer	91
9.4	Einfluss von Nickel	92
9.5	Modell zur Erklärung des atypischen Tunnelstromes	93
9.6	Andere Ursachen für GOI-Defekte	98
10	Zusammenfassung	99
10.1	Ausblick	101

Übersicht verwendeter Abkürzungen

AFM	:	Rasterkraftmikroskop (Atomic Force Microscope)
COP	:	Crystal Originated Particle
EBIC	:	Elektronenstrahl-induzierter Strom (Electron Beam Induced Current)
EDX	:	Energiedispersive Röntgenanalyse (Energy Dispersive X-ray Analysis)
FIB	:	Fokussierender Ionenstrahl (Focused Ion Beam)
FPD	:	Flow Pattern Defect
FN	:	Fowler Nordheim
IR	:	Infrarot
LSTD	:	Light Scattering Tomography Defect
MOS	:	Metall Oxid Halbleiter
OBIC	:	Optisch Induzierter Strom (Optical Beam Induced Current)
OSF	:	Oxidationsinduzierte Stapelfehler (Oxidation Induced Stacking Fault)
REM	:	Raster-Elektronen-Mikroskopie
SIMS	:	Sekundärionen-Massenspektrometrie
Si	:	Silizium
SiO ₂	:	Siliziumdioxid
TEM	:	Transmissionselektronenmikroskopie

1 Einleitung

Silizium ist das bedeutendste und das am häufigsten verwendete Material in der Halbleiterindustrie. Es ist, als das zweithäufigste Element auf der Erde, reichlich vorhanden und verhältnismäßig billig herzustellen. Die heutige Technologie erlaubt die Produktion von Silizium-Einkristallen mit extrem hoher Reinheit und kristallographischer Perfektion. Die Konzentration der enthaltenen Verunreinigungen liegt dabei oft unterhalb der Nachweisgrenze gängiger Detektionsverfahren. Seit mehreren Jahrzehnten ist jedoch klar, dass selbst hochreines Silizium verschiedenste Mikrodefekte enthält, die die elektronischen Eigenschaften des Materials maßgeblich beeinflussen können und z.B. für erhöhte Leckströme in integrierten Schaltungen verantwortlich sein können. In dieser Arbeit werden während des Kristallzuchtprozesses in den Kristall eingewachsene Defekte untersucht, die zu einer Reduzierung der isolierenden Eigenschaft der Siliziumdioxidschicht in MOS Strukturen führen. Diese Defekte werden als Gateoxid-Integritätsdefekte (im Folgenden mit GOI-Defekt abgekürzt) bezeichnet. In der Literatur werden als strukturelle Ursache für GOI-Defekte während des Kristallzuchtprozesses segregierte Leerstellen, so genannte „crystal originated particles“ (COPs), verantwortlich gemacht [Ryu90]. Eine eindeutige Korrelation zwischen der mit verschiedenen Methoden nachgewiesenen Konzentration von COPs und der mit elektrischen Methoden gemessenen GOI-Defektdichte konnte nachgewiesen werden [Fus95]. Quantitativ reicht die COP Dichte jedoch nicht aus, um alle GOI-Defekte zu erklären. Es stellt sich deshalb die Frage, ob COPs als die alleinige Ursache von GOI-Defekten anzusehen sind. Im Zuge der fortschreitenden Integration von elektronischen Bauelementen wird es immer wichtiger, die Ursache für die Entstehung von GOI-Defekten zu verstehen.

Die Motivation dieser Arbeit besteht darin, eine Methode zu entwickeln, die es erlaubt elektrisch aktive GOI-Defekte großflächig, d.h. über ganze Wafer, abzubilden. Bisher konnten GOI-Defekte nur auf kleinen Flächen von einigen mm^2 direkt, durch Abbildung des Leckstromes, mit Hilfe von „Electron Beam Induced Current“ (EBIC) oder „Optical Beam Induced Current“ (OBIC) lokalisiert werden. Ein großflächiger direkter Nachweis von GOI-Defekten ist bisher nicht möglich. Verschiedene Methoden, wie z.B. diverse chemische Ätzverfahren oder Infrarot-Reflexionsmethoden wurden entwickelt, um lokale struk-

turelle bzw. chemische Inhomogenitäten in der Siliziummatrix des Wafers zu detektieren. Eine exakte Korrelation der so nachgewiesenen strukturellen Defekte mit GOI-Defekten gelang jedoch nicht immer, so dass die Natur von GOI-Defekten noch immer Gegenstand weiterer Forschung ist [Fus95, Has97].

Der direkte Nachweis von GOI-Defekten gelingt über den Nachweis des verursachten Leckstromes. Eine Methode, mit der sehr empfindlich Leckströme detektiert werden können, ist die Lock-in IR-Thermographie [Bre00]. Diese Methode wurde jedoch bisher noch nicht für die Detektion von GOI-Defekten in MOS Strukturen verwendet.

Ein Ziel dieser Arbeit ist es, die Lock-in IR-Thermographie für die Bestimmung der GOI-Defektdichte und der GOI-Defektverteilung auf großflächigen MOS Strukturen einzusetzen. Es wird ein Verfahren entwickelt, mit dem sich auf einer gegebenen Fläche nahezu alle vorhandenen GOI-Defekte aktivieren lassen. Zur Bestimmung der geeigneten Durchbruchparameter werden die mit Hilfe der Lock-in IR-Thermographie bestimmten GOI-Defektdichten mit denen des standardmäßig verwendeten Stromrampenverfahrens verglichen. Zusätzlich zur Bestimmung der GOI-Defektdichte ermöglicht die Lock-in IR-Thermographie auch die Abbildung der Defektverteilung über große Flächen. Es wird gezeigt, dass die Methode für die Untersuchung ganzer 200 mm Wafer eingesetzt werden kann und auch für 300 mm Wafer geeignet ist.

Der zweite Teil der Arbeit beschäftigt sich mit der Untersuchung des intrinsischen Durchbruches sowie des Einflusses eingewachsener Defekte und metallischer Verunreinigungen wie Kupfer und Nickel auf das Durchbruchverhalten dünner Gateoxide. Zur Erklärung des an Nickel-kontaminierten Proben hier erstmalig gefundenen atypischen Verhaltens des Fowler Nordheim Tunnelstromes wird ein Modell vorgeschlagen, das auf Haftstellen unterstütztem Tunneln beruht.

Im dritten Teil der Arbeit wird die strukturelle Ursache von GOI-Defekten im Detail untersucht. Dazu werden einzelne GOI-Defekte mit Hilfe von möglichst geringen Strömen mit EBIC lokalisiert und mit der „Focused Ion Beam“ (FIB) Technik Querschnittspräparate für Transmissionselektronenmikroskopische (TEM) Untersuchungen angefertigt. Mit Hilfe der Energiedispersiven Röntgenanalyse (EDX) wird untersucht, ob sich das kontaminierende Kupfer bzw. Nickel in den eingewachsenen Defekten anreichert.

2 Grundlagen

In diesem Kapitel werden die beiden zur Herstellung von Silizium verwendeten Verfahren erläutert. Es wird gezeigt, dass aus energetischen Gründen jeder Kristall eine gewisse Anzahl von Punktdefekten enthalten muss. Nach der Klassifizierung der Punktdefekte wird deren Wechselwirkung miteinander beschrieben, die für die Entstehung von eingewachsenen Defekten (COPs) verantwortlich ist. Die physikalischen Prozesse bei der Kristallisation des Siliziumeinkristalles, die zur Bildung eingewachsener Defekte führen, werden erläutert. Im Anschluss daran wird die Bedeutung eingewachsener Defekte auf die Zuverlässigkeit von Gateoxiden diskutiert. Das aus der Literatur bekannte Verhalten von Kupfer und Nickel in Silizium wird diskutiert.

2.1 Herstellung von Halbleitersilizium

Zur Herstellung von Halbleitersilizium werden im wesentlichen zwei Verfahren benutzt, das Czochralski- und das Zonenschmelzverfahren.

2.1.1 Das Czochralski-Verfahren

Etwa 90% der für die Halbleiterproduktion benötigten Silizium-Einkristalle werden heute nach dem Czochralski-Verfahren (Cz-Verfahren) hergestellt. Dieses Verfahren wurde erstmals 1918 von J. Czochralski zur Messung der Kristallisationsgeschwindigkeit von Metallen angewendet [Czo18]. Hochreines Halbleitermaterial wie z.B. Silizium wird zusammen mit einer entsprechenden Menge Dotierstoff, der als Donator oder Akzeptor dient, in einem Quarz-Tiegel bei Temperaturen oberhalb 1400°C aufgeschmolzen. Das Schmelzen des Materials wird unter einem Inertgas (normalerweise Argon) bei leichtem Unterdruck durchgeführt. Dabei wird ein den Tiegel umgebender Graphit-Widerstandsheizler als Wärmequelle eingesetzt. Die Temperatur der Schmelze wird knapp oberhalb des Schmelzpunktes eingestellt, und ein Keimkristall der gewünschten Kristallorientierung wird bis zur Flüssigkeitsoberfläche herabgelassen. Bedingt durch den Wärmefluss durch den Impfkristall beginnt die Schmelze am Keimling auszukristallisieren. Der Impfkristall wird zunächst langsam

und dann schneller hochgezogen, bis sich an seinem unteren Ende ein langer, dünner Kristall auszubilden beginnt, der als „Hals“ bezeichnet wird. Dieser „Hals“ soll sicherstellen, dass das Wachstum des Einkristalles versetzungsfrei erfolgt [Das59]. Ein Absenken der Temperatur der Schmelze, bzw. das Verringern der Ziehgeschwindigkeit bewirkt ein Breitenwachstum des Kristalles. Dieser Bereich wird „Krone“ genannt. Ist der gewünschte Kristalldurchmesser erreicht, wird die Ziehgeschwindigkeit erhöht und die Temperatur der Schmelze so eingestellt, dass sich ein „weicher“ Übergang von der Krone zum Kristallkörper ergibt. Während des Wachstums des Kristallkörpers kann dessen Durchmesser durch die Veränderung der Ziehgeschwindigkeit und der Temperatur der Schmelze gesteuert werden. In dieser Wachstumsphase wird durch Nachfahren des Tiegels die Oberfläche der Schmelze auf konstanter Höhe, d.h. in konstantem Abstand zu den Heizzonen gehalten. Sowohl der Kristall als auch der Tiegel rotieren mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten gegenseitlich, um eine möglichst hohe Homogenität des Kristalles zu erreichen. Die Kristallwachstumsrate hängt von verschiedenen Faktoren wie z.B. dem Kristalltyp, dem Kristalldurchmesser und der Heizzonenanordnung ab. Siliziumeinkristalle werden mit typischen Durchmessern zwischen 100 und 300 mm und typischen Ziehgeschwindigkeiten von 40 bis 85 mm/h hergestellt. Ist die Schmelze weitgehend verbraucht, wird der Kristalldurchmesser wieder kegelförmig im sogenannten „Schwanz“ verkleinert. Der Kristalldurchmesser muss kontrolliert auf sehr kleine Werte reduziert werden, bevor der Kristall aus der Schmelze gezogen wird und er den Kontakt zur Flüssigkeit verliert, um thermische Spannungen zu vermeiden, die zur Ausbildung von Versetzungen führen können. Da während des Kristallzuchtprozesses der Quarztiegel durch die Siliziumschmelze angelöst wird, stellt sich im Cz-Kristall ein relativ hoher Sauerstoffgehalt von etwa $6 \dots 8 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ein. Weitere Details des Czochralski Prozesses sind in Übersichtsartikeln von Zulehner [Zul83, Zul89b] beschrieben.

2.1.2 Das Zonenschmelz-Verfahren

Das Zonenschmelz-Verfahren („Floating Zone“; FZ-Verfahren) ist neben dem Czochralski-Verfahren das einzige Siliziumzuchtverfahren mit wirtschaftlicher Bedeutung. Beim Zonenschmelz-Verfahren wird das Ausgangsmaterial in Form eines Stabes vorgegeben, der nur an den Enden gehalten wird. In diesem Stab wird mittels einer induktiven Heizvorrichtung eine relativ schmale Zone aufgeschmolzen. Diese schmelzflüssige vertikale Zone hängt gewissermaßen als Tropfen zwischen dem Ausgangsmaterial und dem wachsenden Kristall. Dabei wird ständig Material des Ausgangsstoffes aufgeschmolzen und rekristallisiert am wachsenden Kristall. Durch Bewegung der Heizvorrichtung wird die Position

der aufgeschmolzenen Zone durch den Stab hindurchbewegt, bis alles Ausgangsmaterial rekristallisiert ist. Die Schmelze hat im Gegensatz zum Czochralski-Verfahren keinen Kontakt mit einem Tiegel, so dass die Konzentration von Verunreinigungen reduziert werden kann. Insbesondere der Sauerstoffgehalt von FZ-Silizium ist um Größenordnungen geringer als beim Cz-Silizium. Eine ausführliche Beschreibung des FZ-Verfahrens findet man in [LB84].

2.2 Kristallbaufehler in Silizium

Der idealen exakt dreidimensional periodischen Kristallstruktur, wie sie für die Beschreibung physikalischer Phänomene eines Kristalles angenommen wird, steht der reale Kristall gegenüber, der Störungen der exakten Ordnung enthält. Auch wenn nur ein relativ kleiner Anteil des Kristalles gestört ist, können diese Kristallbaufehler doch einen wesentlichen Einfluss auf die Eigenschaften des Kristalles haben.

2.2.1 Klassifizierung

Kristalldefekte können in Defekte struktureller und chemischer Natur eingeteilt werden [Pic54]. Anhand ihrer räumlichen Dimension unterscheidet man:

- **Punktdefekte:** Hierunter versteht man Defekte, die die Gitterbausteine selbst betreffen und deren Ausdehnung nicht überschreiten. Zwischengitteratome und Leerstellen werden als intrinsische Punktdefekte bezeichnet, während man bei Fremdatomen von extrinsischen Punktdefekten spricht. Extrinsische Punktdefekte sind also chemischer Natur und können interstitiell oder auf einem Gitterplatz vorliegen. Den chemischen Punktdefekten kommt in Halbleitern eine besondere Bedeutung zu, da sie markante Änderungen an der elektronischen Struktur des Kristalles zur Folge haben können (Dotierung, Farbzentren). Auch Komplexe aus zählbar wenigen intrinsischen und/oder extrinsischen Punktdefekten werden noch den Punktdefekten zugeordnet, wenn ihre Abmessungen die der Elementarzelle nicht übersteigen.

- **Liniendefekte:** Liniendefekte sind Versetzungen [Kit99]. Sie können als Schrauben- oder als Stufenversetzung auftreten, wobei am häufigsten eine Kombination von beiden Arten beobachtet wird. Versetzungen können aus topologischen Gründen nicht einfach im Gitter enden. Die Versetzungslinie muss entweder bis zur Kristalloberfläche bzw. zu einer Korngrenze laufen oder sich zu einem Ring schließen. Das Halbleitermaterial Silizium wird für elektronische Anwendungen versetzungsfrei hergestellt.

- **Flächendefekte:** Zu den Baufehlern mit flächenhafter Ausdehnung gehören Stapelfehler, die verschiedenen Arten von Korngrenzen, sowie die Kristalloberfläche.
- **Volumendefekte:** Beobachtete Volumendefekte in Silizium sind Ausscheidungen von intrinsischen Punktdefekten, von Fremdatomen oder einer Kombination von beiden. Von besonderem Interesse sind Sauerstoffausscheidungen, oktaedrische Leerstellencluster und Silizide.

2.3 Punktdefekte

Bei der Kristallisation der Schmelze werden Punktdefekte in den Kristall eingebaut. Im folgenden Abschnitt wird die Gleichgewichtskonzentration von intrinsischen Punktdefekten aus energetischen Betrachtungen berechnet. Die Diffusion und Wechselwirkung von Punktdefekten, die schließlich zur Bildung von eingewachsenen Defekten führt, wird beschrieben.

2.3.1 Energetische Betrachtungen

Silizium kristallisiert in der Struktur des Diamant. Idealerweise entsteht der Kristall, indem die Atome die idealen Kristallpositionen einnehmen, das System sich also in einem bestimmten, idealen Zustand befindet. Die Wahrscheinlichkeit dieses Zustandes ist jedoch sehr gering gegenüber der großen Zahl von Zuständen, in denen Abweichungen von der idealen Atomkonfiguration auftreten, d.h. Atome fehlen (Leerstellen) bzw. Atome auf Plätzen im Kristall vorliegen, die keine Gitterplätze sind (Eigenzwischengitteratome). Die makroskopische Realisierungswahrscheinlichkeit (W) eines vorliegenden Zustandes wird durch die Entropie (S) des Systems beschrieben:

$$S = k \ln(W) \quad (2.1)$$

In Gleichung 2.1 ist k die Boltzman Konstante. Für einen Kristall mit der Gesamtzahl von m Atomplätzen in dem n unabhängige Leerstellen vorhanden sein sollen, gibt es

$$\frac{m(m-1) \dots (m-n+1)}{n!} \quad (2.2)$$

Realisierungsmöglichkeiten. Daraus ergibt sich ein Entropiegewinn von:

$$S_A = k \ln \left(\frac{m!}{n!(m-n)!} \right) \quad (2.3)$$

Dieser Entropiebeitrag wird als Anordnungsentropie (S_A) bezeichnet. Durch das Nichtbesetzen eines Gitterplatzes ändert sich jedoch auch das Schwingungsverhalten der umgebenden Atome. Daraus resultiert ein weiterer Entropiebeitrag, die lokale Schwingungsentropie $S_{IS}(T)$. Verglichen mit dem idealen Kristall ergibt sich für einen realen Kristall eine Entropieänderung von:

$$\Delta S = S_A + nS_{IS}(T) = k \ln \left(\frac{m!}{n!(m-n)!} \right) + nS_{IS}(T) \quad (2.4)$$

Die Beschreibung eines realen Kristalles erfolgt bei festgehaltener Temperatur und Druck durch ein Minimum der freien Enthalpie G .

$$G = H - TS \quad (2.5)$$

H ist die Enthalpie. Für die Bildung einer Leerstelle wird typischerweise eine Bildungsenthalpie $H_B(T)$ von einigen eV benötigt. Die Änderung der freien Enthalpie für n Leerstellen im Vergleich zum idealen Kristall ist:

$$\Delta G = n(H_B(T) - TS_{IS}(T)) - TS_A = n(H_B(T) - TS_{IS}(T)) - kT \ln \left(\frac{m!}{n!(m-n)!} \right) \quad (2.6)$$

Minimiert man diesen Ausdruck bezüglich der Anzahl der Leerstellen n , so ergibt sich unter Verwendung der Stirlingschen Formel ($\ln(n!) = n \ln(n) - n$):

$$\frac{\partial}{\partial n} G = H_B(T) - TS_{IS}(T) - kT \ln \left(\frac{m-n}{n} \right) = 0 \quad (2.7)$$

Da $n \ll m$ folgt:

$$n = m \exp \left(\frac{-H_B(T) + TS_{IS}(T)}{kT} \right) \quad (2.8)$$

Verwendet man die aus numerischen Berechnungen [Dor97] gewonnenen Werte für die Bildungsenthalpie $H_B^m = 2,87$ eV und für die Schwingungsentropie $S_{IS}^m = 0,3267$ eV bei der Schmelztemperatur von $T = 1685$ K ergibt sich aus Gleichung 2.8 mit $m = 4,97 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ eine Gleichgewichts-Leerstellenkonzentration von $1,247 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ an der Grenzfläche eines wachsenden Kristalles zur Schmelze. Ähnliche Werte erhält man für andere Punktstörungen wie z.B. für Eigenzwischengitteratome. Die in der Literatur angegebenen Gleichgewichts-Leerstellenkonzentrationen variieren um mehrere Größenordnungen [Zul89a, Bra95, Hab96, Sin00].

2.3.2 Intrinsische und extrinsische Punktdefekte

Aus den energetischen Betrachtungen des Kapitels 2.3.1 ist ersichtlich, dass die Bildung von intrinsischen Punktdefekten in einem Kristall prinzipiell nicht zu vermeiden ist. So werden auch bei der Herstellung eines Einkristalles mit Hilfe des Czochralski Verfahrens an der Grenzfläche zwischen Schmelze und Kristall Leerstellen und Zwischengitteratome in den wachsenden Kristall eingebaut.

Neben den intrinsischen Punktdefekten werden auch in der Schmelze vorhandene Fremdatome in den wachsenden Kristall eingebaut. Diese Fremdatome werden der Schmelze entweder als Dotierung bewusst zugesetzt oder sind als Verunreinigung vorhanden. Die am häufigsten verwendeten Dotierstoffe sind Bor, Phosphor, Antimon und Arsen [Zul89a]. Sie werden der Schmelze in genauer Dosierung zugesetzt. Die am häufigsten in Czochralski Silizium vorkommenden Fremdatome sind Sauerstoff und Kohlenstoff. Die Quelle des Sauerstoffs ist der Quarztiegel, der während des Schmelzprozesses verwendet wird. Einzelne Quarzmoleküle werden durch die chemische Reaktion:



an der Oberfläche des Quarztiegels aufgelöst und Sauerstoff gelangt in die Schmelze [Car82, Liu92, Zul84]. Dabei ist nicht bekannt, ob der Sauerstoff in dem flüssigen Silizium gelöst ist oder als Siliziummonoxid vorliegt. Durch Konvektion und Diffusion gelangt der gelöste Sauerstoff zur Oberfläche der Schmelze wo mehr als 99 % des gelösten Sauerstoffs in Form von Siliziummonoxid (SiO) verdampfen [Tog95, Yen91]. Nur etwa 1 % des vom Quarztiegel gelösten Sauerstoffs wird in den wachsenden Kristall eingebaut [Zul89a]. Kommerziell erhältliche Siliziumwafer enthalten eine Sauerstoffkonzentration von $5 \dots 14 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Neben Sauerstoff kommt in Cz-Wafern auch Kohlenstoff in einer Konzentration von $0,5 \dots 5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ [Zul89a] vor. Als Quelle des Kohlenstoffs können die verwendeten Graphit-Heizelemente angenommen werden. Die Konzentrationen ebenfalls vorhandener metallischer Verunreinigungen liegen meist unterhalb der Nachweisgrenze.

2.3.3 Diffusion von Punktdefekten

Die in den wachsenden Kristall an der Grenzfläche zur Schmelze eingebauten Punktdefekte diffundieren in den sich abkühlenden Kristall hinein. Die Diffusion von Punktdefekten in einem Festkörper wird durch die statistisch ungeordnete Brownsche Bewegung hervorgerufen. Betrachtet man die Gesamtheit der Punktdefekte und nimmt an, dass diese in idealer

Verdünnung vorliegen, so ergibt sich ein Materietransport in Richtung des Konzentrationsgefälles der betrachteten Spezies, der sich durch das erste Ficksche Gesetz beschreiben läßt:

$$\vec{j}(\vec{r}, t) = -D\vec{\nabla}c(\vec{r}, t) \quad (2.10)$$

Der Diffusionskoeffizient D ist im allgemeinen ein Tensor 2. Stufe, da die Teilchenstromdichte und der Konzentrationsgradient unterschiedliche Richtungen haben können. In kubischen Kristallen wie Silizium ist die Diffusion jedoch isotrop und D ist somit ein Skalar. Unter Verwendung der Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial c(\vec{r}, t)}{\partial t} = -\vec{\nabla} \cdot \vec{j}(\vec{r}, t) \quad (2.11)$$

gelangt man zum zweiten Fickschen Gesetz:

$$\frac{\partial c(\vec{r}, t)}{\partial t} = D\vec{\nabla}^2 c(\vec{r}, t) \quad (2.12)$$

Das zweite Ficksche Gesetz beschreibt die Orts- und Zeitabhängigkeit der Konzentration der diffundierenden Spezies. Betrachtet man die Diffusion als einen thermisch aktivierten Sprungprozeß, so läßt sich die Diffusionskonstante in Form einer Arrhenius-Gleichung beschreiben:

$$D(T) = D_0 \exp\left(-\frac{H_A}{kT}\right) \quad (2.13)$$

D_0 bezeichnet die Sprungfrequenz und H_A ist die Aktivierungsenergie. Die Diffusion von Punktdefekten ist nach Gleichung 2.13 temperaturabhängig und nimmt mit zunehmender Temperatur zu. Im Falle eines aus der Schmelze erstarrenden Einkristalles können die eingebauten Punktdefekte, verursacht durch die hohe Temperatur in der Nähe der Schmelze, sehr schnell diffundieren und daher leicht miteinander wechselwirken.

2.3.4 Wechselwirkung von Punktdefekten

Leerstellen und Eigenzwischengitteratome können unter Zurücklassung eines perfekten Gitteratoms rekombinieren.



Dieser reversible Rekombinations- und Erzeugungsprozess verbindet die Konzentrationen von Eigenzwischengitteratomen und Leerstellen miteinander. Die Prozess, bei dem so-

wohl ein Eigenzwischengitteratom und eine Leerstelle entstehen wird als Frenkel-Paar-Erzeugung bezeichnet. Diffundiert das so entstandene Zwischengitteratom an die Kristalloberfläche so spricht man von Schottky Fehlordnung. Die langsamer diffundierende Leerstelle verbleibt dabei im Kristall. Aus Gleichung 2.8 ist ersichtlich, dass die Gleichgewichtskonzentration der intrinsischen Punktdefekte stark temperaturabhängig ist und mit sinkender Temperatur abnimmt. Bei Überschreiten der Gleichgewichtskonzentration können gleichartige Punktdefekte miteinander wechselwirken und Ausscheidungen bilden. Die treibende Kraft ist die Übersättigung der Punktdefektspezies und einer damit verbundenen Erhöhung der freien Enthalpie (siehe Kapitel 2.3.1). Einzelne mobile Punktdefekte lagern sich zu Dimeren, Trimeren und zu noch größeren Clustern zusammen. Größere Cluster sind im Kristall unbeweglich eingebettet. Einzelne Punktdefekte können zu einem Cluster diffundieren und es durch Anlagerung vergrößern bzw. von einem Cluster weg diffundieren und damit die Clustergröße verringern [Dor97]. Cluster von Punktdefekten werden als eingewachsene Defekte bezeichnet. Oft scheiden sich an eingewachsenen Defekten auch extrinsische Punktdefekte aus.

2.4 Eingewachsene Defekte in Czochralski Silizium

Die beim Cz-Verfahren in den Einkristall eingebauten eingewachsenen Defekte können sowohl positive als auch negative Auswirkungen auf die elektrischen Eigenschaften der durch Sägen und Polieren aus dem Einkristall hergestellten Wafer haben. So wirken sich eingewachsene Defekte, insbesondere Sauerstoffausscheidungen, im Volumen eines Wafers positiv auf die Materialeigenschaften aus, da sie als Getterzentren für metallische Verunreinigungen wirken [Gil94]. Liegen diese Defekte nach dem Säge- und Poliervorgang jedoch zufällig an der Waferoberfläche, so können sie zum elektrischen Durchbruch des isolierenden Gateoxides und damit zur Zerstörung der integrierten Schaltung führen [Par96]. Man ist daher bemüht, die oberflächennahe Region der Wafer von diesen Defekten abzureichern. Dies kann z.B. durch eine thermische Behandlung, die zum Schrumpfen und schließlich zur völligen Auflösung dieser Defekte führt, erreicht werden [Fal98].

2.4.1 Entstehung eingewachsener Defekte

Die Entstehung eingewachsener Defekte wird mit dem heute allgemein anerkannten Modell von Voronkov beschrieben [Vor82]. Dieses Modell geht davon aus, dass an der Grenzfläche des Einkristalles zur Siliziumschmelze sowohl Leerstellen als auch Eigenzwischengitteratome in ihrer jeweiligen Gleichgewichtskonzentration bei der Temperatur des Schmelz-

punktes in den wachsenden Einkristall eingebaut werden [Bro94, Fal00]. Die eingebauten Punktdefekte entfernen sich mit der Ziehgeschwindigkeit V des Einkristalles von der Schmelze. Mit wachsendem Abstand von der Schmelze sinkt die Temperatur des Kristalls. Dadurch kommt es zum Absinken der Gleichgewichtskonzentration, zur Übersättigung und zur Rekombination der beiden Punktdefektarten. Es entsteht ein dem Temperaturgradienten G proportionales Konzentrationsgefälle beider Defektspezies. Dieses Konzentrationsgefälle führt zu Diffusionsströmen beider Defektarten von der Schmelzfläche in den sich abkühlenden Einkristall. Die Gesamtstromdichte der Punktdefekte setzt sich aus diesem Diffusionsstrom und dem durch die Ziehgeschwindigkeit V , verursachten Konvektionsstrom zusammen. Das Verhältnis von Konvektions- zu Diffusionsstrom läßt sich durch die Betrachtung des Verhältnisses der Ziehgeschwindigkeit zum Temperaturgradienten (V/G) beschreiben. Ist V/G größer als ein kritischer Wert ξ_k , so ist der Konvektionsstrom höher als der Diffusionsstrom. Dies hat zur Folge, dass Leerstellen in den Kristall eingebaut werden, da diese bei der Schmelztemperatur des Siliziums eine leicht höhere Gleichgewichtskonzentration (c_{vm}) als die Eigenzwischengitteratome (c_{im}) besitzen [Sin00]. Ist V/G kleiner als ξ_k , gewinnt der Diffusionsstrom an Bedeutung gegenüber dem Konvektionsstrom. Da im Silizium die Eigenzwischengitteratome den höheren Diffusionskoeffizienten besitzen, werden diese in höherer Konzentration als Leerstellen in den Kristall eingebaut. Die kritische Ziehgeschwindigkeit V_k , bei der der Wechsel von interstitiellen Punktdefekten zu Leerstellen erfolgt, ergibt sich aus:

$$V_k = \xi_k G \quad (2.15)$$

Sie ist jedoch nicht homogen sondern weist eine starke radiale Abhängigkeit auf. Die Ursache dafür ist die Abkühlung der Kristalloberfläche und der damit verbundene Anstieg des Temperaturgradienten G mit wachsendem Abstand zur Kristallachse. In radialer Richtung steigt daher auch die kritische Ziehgeschwindigkeit. Dies führt dazu, dass bei einer bestimmten Ziehgeschwindigkeit (nahe der kritischen) im Zentrum Leerstellen und am Rand Eigenzwischengitteratome in den Kristall eingebaut werden können. Diese beiden Gebiete werden durch einen ringförmigen Übergangsbereich getrennt, in dem nach einer Oxidation Stapelfehler beobachtet werden können. Dieser Ring wird als OSF-Ring („Oxidation Induced Stacking-Fault“) bezeichnet [Tan83].

Zur Beschreibung der Prozesse, die in der ersten Abkühlphase des Kristalles stattfinden und darüber entscheiden, welche Punktdefektart in den Kristall eingebaut wird, wurde die Annahme gemacht, dass Leerstellen und Eigenzwischengitteratome in ihrer jeweiligen Gleichgewichtskonzentration an der fest-flüssig Grenzfläche in den wachsenden Einkristall

eingebaut werden. Auf Grund der hohen Wachstumsgeschwindigkeit des Einkristalles, bei der eine Atomlage in nur etwa 1 ns wächst, ist diese Annahme jedoch Gegenstand weiterer Diskussionen. Beobachtungen von in „Striations“ angeordneten intrinsischen Punktdefekten liefern Hinweise auf ein thermisches Nichtgleichgewicht während der Kristallisation [Nak94]. Auch mikroskopische Variationen der Wachstumsrate können den Einbau von Punktdefekten beeinflussen [Kim97]. Die Prozesse beim weiteren Abkühlen des Kristalles werden im folgenden beschrieben.

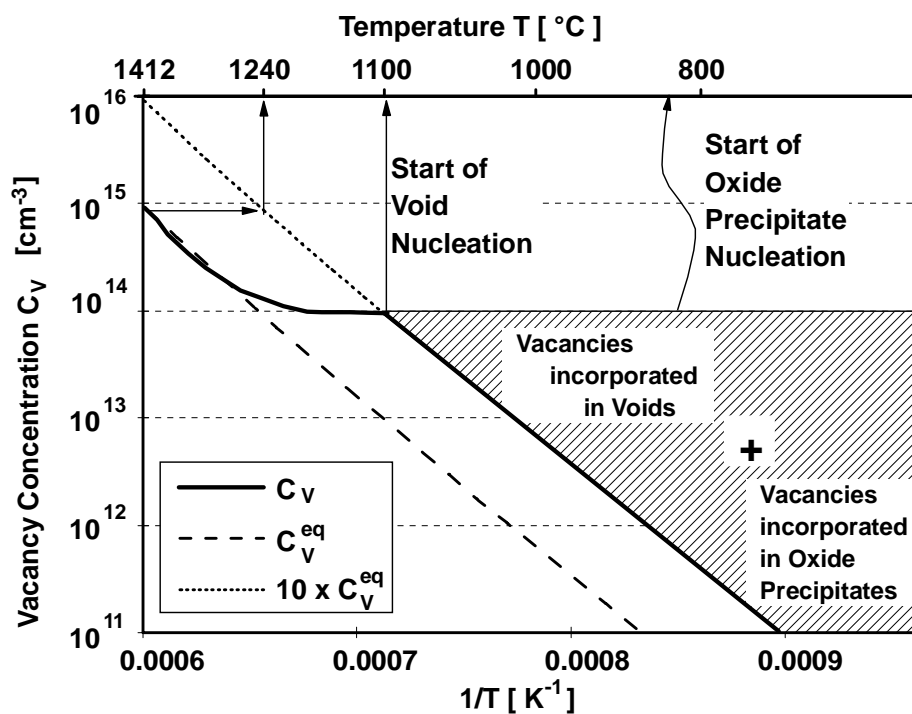


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung der Bildung von Leerstellenagglomeraten und Sauerstoffausscheidungen in Silizium. Abbildung aus [Fal00]

In Abbildung 2.1 ist für den Fall, dass Leerstellen in den Kristall eingebaut werden, die Gleichgewichtskonzentration C_V^{eq} der Leerstellen dargestellt (gestrichelte Linie). Sie ist temperaturabhängig und nimmt mit sinkender Temperatur ab (siehe Gleichung 2.8). Die sich einstellende Leerstellenkonzentration C_V ist ebenfalls dargestellt. Zunächst ist bedingt durch die oben beschriebenen Prozesse $C_V^{eq} = C_V$. Sind jedoch alle vorhandenen Eigenzwischengitteratome für die Rekombination aufgebraucht, überschreitet die Konzentration der Leerstellen ihre Gleichgewichtskonzentration. Erreicht C_V etwa den 10 fachen Wert von C_V^{eq} , beginnt die Ausscheidung von Leerstellenagglomeraten (Voids) [Uek97]. Dies geschieht in einem relativ schmalen Temperaturfenster um 1100°C. Die Größe und Dichte

der ausgeschiedenen oktaedrischen Leerstellencluster hängt stark von der Abkühlrate im Temperaturbereich zwischen 1050...900 C ab [Sin00].

Neben Voids können Leerstellen auch Komplexe mit Sauerstoff bilden. Dabei wird die bei der Sauerstoffausscheidung im Siliziumgitter verursachte Spannung durch die Leerstellen abgebaut. Diese Komplexe spielen eine wichtige Rolle bei der Entstehung des OSF Ringes [Sin00].

2.4.2 Klassifizierung eingewachsener Defekte

Eingewachsene Defekte werden anhand ihres Auftretens im Leerstellen- bzw. im interstitiellen Gebiet eines Siliziumwafers klassifiziert. Diese beiden Bereiche werden durch nach der Oxidation auftretenden OSF-Ring getrennt.

Hohe wirtschaftliche Bedeutung kommt den eingewachsenen Defekten im leerstellenreichen Gebiet zu, da die meisten kommerziell erhältlichen polierten Wafer eine Anreicherung von Leerstellen besitzen. In diesem Gebiet treten in (001) Silizium oktaedrische Leerstellencluster (sogenannte „Voids“) auf [Uek97].

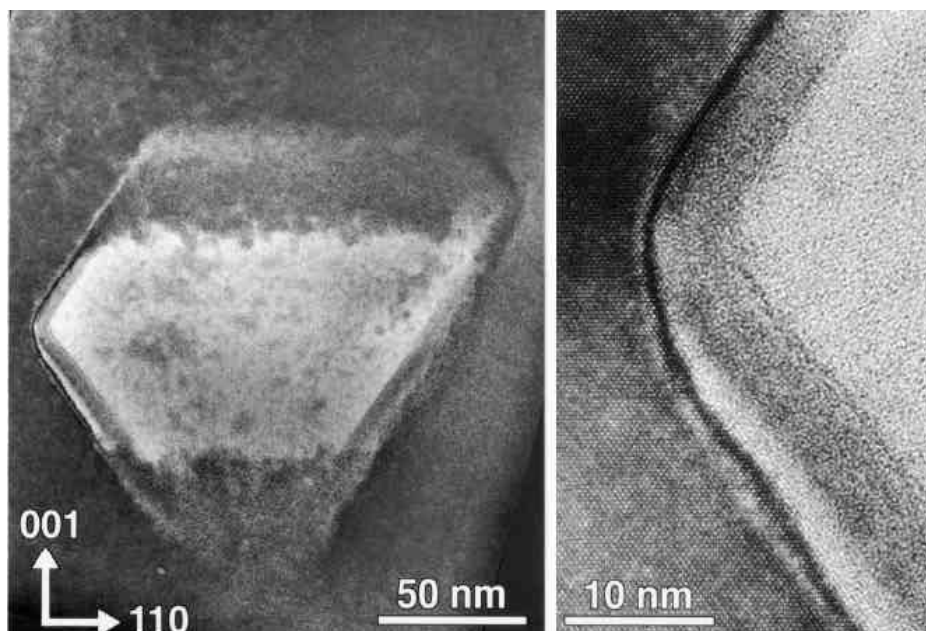


Abbildung 2.2: TEM Aufnahme eines oktaedrischen Leerstellenclusters aus [Its96b].

Abbildung 2.2 zeigt eine TEM Aufnahme eines solchen Leerstellenclusters. Oktaedrische Leerstellencluster besitzen in der Regel eine dünne Oxidhaut (Abb. 2.2 rechts). Sie

sind etwa 100...200 nm groß und durch (110) Flächen mit (111) Facetten begrenzt. Ihre Dichte liegt typischerweise im Bereich um $0,1 \dots 1 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$ [Sin00].

Als dominierende Defekte im interstitiellen Gebiet werden Versetzungsschleifen in [110] Richtung beobachtet.

2.4.3 Charakterisierung eingewachsener Defekte

Über das Vorhandensein von Defekten in Gateoxiden, die durch eingewachsene Defekte im Cz-Silizium verursacht werden, wurde zum erstenmal 1982 von Itsumi berichtet [Its82]. Um diese Defekte zu eliminieren, wurden verschiedene Methoden wie Voroxidation [Its82], Ausheilen in einer Argonatmosphäre (Argonanneal) [Grä97] und Ausheilen in einer Wasserstoffatmosphäre (Wasserstoffanneal) [Zho93] entwickelt und in die Produktion überführt. Ursprünglich dachte man, dass die Defekte im Gateoxid von Sauerstoffpräzipitationen verursacht werden. Seit der Beobachtung von „crystal originated particles“ (COPs) [Ryu90] an der Waferoberfläche wurde jedoch klar, dass oktaedrische Leerstellencluster dafür verantwortlich sind. Seither wurden verschiedene chemische und optische Methoden entwickelt, um eingewachsene Defekte nachzuweisen. Die nachgewiesenen Defekte, werden nach der verwendeten Methode benannt, und sollen im folgenden vorgestellt werden.

FPD („Flow Pattern Defect“)

Die Methode zum Nachweis von FPDs weist eingewachsene Defekte anhand chemischer Singularitäten nach und wurde von Yamagishi [Yam92, Yam94] entwickelt. Zur Vorbereitung werden die zu untersuchenden Wafer für 2 min einer Reinigung mit HF/HNO_3 unterzogen und im Anschluss daran mit deionisiertem Wasser gespült. Danach wird der Wafer für etwa 30 min senkrecht in eine Secco Ätzlösung (44 g $K_2Cr_2O_7$ in 100 ml H_2O gemischt im Verhältnis 1:2 mit 48 % HF Lösung) gestellt. Typischerweise werden in dieser Zeit etwa 30 μm Silizium abgetragen. Die chemische Reaktion der Secco Ätzlösung mit einem Defektursprung erzeugt Wasserstoffbläschen [Wij94], die an der Waferoberfläche senkrecht nach oben steigen und sich dabei ständig verbreitern. An den durch den Wasserstoff bedeckten Stellen des Wafers wird der Ätzvorgang kurzzeitig unterbrochen. Typische V-förmige Ätzstrukturen, in deren Scheitelpunkt der Defektursprung liegt, entstehen. Diese typischen Ätzstrukturen werden mit Hilfe eines Lichtmikroskopes ausgezählt und gaben dieser Methode ihren Namen. Dabei werden alle Defekte im abgetragenen Volumen sichtbar. FPD wurden innerhalb und außerhalb des OSF-Ringes beobachtet. Die Ätzgrübchen haben aber in diesen beiden Gebieten verschiedene Formen, d.h. ihr Ursprung ist voneinander verschie-

den [Ume97]. Die Struktur der innerhalb des OSF-Ringes nachgewiesenen Defekte wurde als oktaedrisches Leerstellencluster identifiziert. FPD Defekte heilen bei einer Temperatur von 1200°C aus [Ume97].

SEPD („Secco Etch Pit Defect“)

Wendet man die Methode zum Nachweis von FPD an, so werden Ätzgrübchen mit V-förmigen Ätzstrukturen (FPD) aber auch Ätzgrübchen ohne diese beobachtet. Diese werden als SEPD bezeichnet. Man nimmt an, dass eine andere chemische Natur die Ursache dafür ist, dass beim Ätzen dieser Defekte kein Wasserstoff frei wird [Tak96]. Typischerweise werden im Leerstellenreichen Gebiet FPD und SEPD in Dichten von $10^4 \dots 10^5 \text{ cm}^{-3}$ beobachtet [Sad93].

COP („Crystal Originated Particle“)

Zum Nachweis von COPs wird ebenfalls eine chemische Methode verwendet, bei der nach wiederholter Standardreinigung in SC1 ($H_2O : H_2O_2 : NH_4OH = 5 : 1 : 1$ bei 85°C, 20 min) auf der Waferoberfläche erstmalig von J. Ryuta flache Ätzgrübchen beobachtet wurden [Ryu90]. Diese Ätzgrübchen haben eine Größe von $0,1 \dots 0,3 \mu\text{m}$ [Van96] und können mit Hilfe eines Laserinspektionsgerätes (Scanning Surface Inspection System [Grä96]) nachgewiesen werden. Dieser Laser kann jedoch nicht zwischen wirklichen Partikeln und diesen flachen Ätzgrübchen unterscheiden. Detaillierte Untersuchungen [Wag95, Grä93] zeigten, dass es sich bei den detektierten Partikeln tatsächlich um eingewachsene Defekte [Suh96, Abe93] handelt. Wiederholtes Anwenden der SC1 Reinigung erhöht die COP Größe und die Anzahl der detektierten Defekte. COPs treten innerhalb des OSF-Ringes also im Leerstellen-Gebiet auf [Its98b]. Untersuchungen mit AFM zeigten, dass die entstehenden Ätzgrübchen eine Pyramidenform aufweisen. Die Basisfläche dieser Pyramide ist die $\langle 100 \rangle$ Fläche und die Seitenfläche ist eine $\langle 111 \rangle$ Fläche [Suh96]. Aus AFM und FIB/TEM Untersuchungen ist bekannt, dass es sich bei COPs um oktaedrische Leerstellencluster handelt, die zufällig an der Waferoberfläche liegen [Its98a] und von dieser durchtrennt werden. Häufig werden doppelte oder dreifache Ätzgrübchen beobachtet. COPs sind eine Ursache für GOI-Defekte [Dea96].

LSTD („Light Scattering Tomography Defect“)

Dieser Defekt wird anhand seiner optischen Eigenschaften nachgewiesen. Zunächst wird der Wafer gebrochen und anschließend mit einem IR-Laser der Wellenlänge $1,06 \mu\text{m}$ in

der Nähe der Bruchkante abgerastert. Unter einem Winkel von 90° wird das am Defekt gestreute und aus der Bruchkante austretende Licht detektiert [Kis96]. Diese Technik wurde ursprünglich von Moriya und Ogawa entwickelt [Mor83] und später von Fillard [Fil90] und Moriya [Mor89] weiterentwickelt. Diese Methode erlaubt es, den Bereich entlang der Bruchkante zu untersuchen und Defektdichten von $10^5 \dots 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ zu messen [Fur93].

Die hier beschriebenen Methoden weisen eingewachsene Defekte anhand einer spezifischen Eigenschaft, wie z.B. einer speziellen chemischen Beschaffenheit oder optischer Eigenschaften, nach. Es ist noch nicht geklärt, ob es sich bei den mit den verschiedenen Methoden nachgewiesenen Defekten, um denselben eingewachsenen Defektyp handelt. So wurde mit Hilfe von TEM Untersuchungen gezeigt, dass LSTD und COP ähnliche strukturelle Ursachen haben [Kat96]. Auch die axiale Variation der Defektgrößen und -dichten zeigen ähnliche Abhängigkeiten [Ume97]. Die Autoren schlussfolgern daraus, dass beide Methoden denselben strukturellen Defekt nachweisen. Fusegawa et al. untersuchten den Einfluss der Konzentration interstitiellen Sauerstoffs und substitutionellen Kohlenstoffs auf die Entstehung und das Ausheilen von FPD und COP und fanden sehr ähnliches Verhalten. Sie schlussfolgerten daraus, dass beide Methoden denselben eingewachsenen Defekt nachweisen [Fus95]. Im Gegensatz dazu zeigten Sadamitsu et al. anhand der unterschiedlichen thermischen Stabilität von LSTD und FPD, dass beide Defekte voneinander verschieden sind [Sad93].

Der Vergleich der mit den verschiedenen Methoden nachgewiesenen Defekte wird noch erschwert, da die chemischen Methoden den Defektursprung zumindest teilweise zerstören und wie im Falle von FPD und SEPD sogar verschiedene Defekte innerhalb und außerhalb des OSF-Ringes nachweisen. Andere Methoden, wie der Nachweis von COPs oder LSTDs, können nur den Teil der tatsächlich vorhandenen Defekte nachweisen, die eine gewisse Größe überschreiten.

2.5 Das Durchbruchverhalten von Gateoxiden

In MOS-Strukturen wird SiO_2 als elektrisch isolierendes Gateoxid verwendet. Für die Zuverlässigkeit von elektronischen Bauteilen ist die Zuverlässigkeit des Gateoxides entscheidend. Eingewachsene Defekte, die zufällig an der Waferoberfläche liegen, können die isolierenden Eigenschaften des Gateoxides lokal verringern. Ein Bauelement, das sich an dieser Stelle befindet, kann dadurch seine Funktion verlieren. Im Folgenden wird zunächst das Verhalten eines idealen Gateoxides, d.h. bei Abwesenheit eines eingewachsenen Defektes

beschrieben. Danach wird der Einfluss eingewachsener Defekte auf das Durchbruchverhalten von Gateoxiden erläutert.

2.5.1 Der intrinsische Durchbruch von Gateoxiden

Das durch thermische Oxidation hergestellte SiO_2 ist bis zu Feldstärken von 10 MV/cm nominell isolierend. Bereits ab 6 MV/cm fließt jedoch ein Tunnelstrom (der sogenannte Fowler Nordheim Tunnelstrom, FN-Tunnelstrom), der exponentiell von der Feldstärke abhängt und die Isolationsfähigkeit des Oxides zunächst noch nicht permanent zerstört. Der FN-Tunnelstrom wird durch Gleichung 2.16 beschrieben:

$$I = A_G \alpha E^2 \exp\left(-\frac{\beta}{E}\right) \quad (2.16)$$

A_G ist die Gatefläche, E ist das elektrische Feld über dem Oxid, α und β sind Konstanten:

$$\alpha = \frac{q^3(m/m_{ox})}{8\pi h \phi_B} = 1,54 \times 10^{-6} \frac{(m/m_{ox})}{\phi_B} \quad \left[\frac{A}{V^2} \right] \quad (2.17)$$

$$\beta = \frac{8\pi \sqrt{2m_{ox}\phi_B^3}}{3qh} = 6,83 \times 10^7 \sqrt{(m_{ox}/m)\phi_B^3} \quad \left[\frac{V}{cm} \right] \quad (2.18)$$

m_{ox} ist die effektive Masse eines Elektrons in SiO_2 (etwa $0,26 m_e$, [Sch98]), ϕ_B ist die Höhe der elektrischen Barriere an der Gate/Oxid-Grenzfläche in [eV]. Gleichung 2.16 gilt unter der Annahme, dass die Elektronen der emittierenden Elektrode durch ein freies Fermigas beschrieben werden können, die Elektronen nur eine effektive Masse m_{ox} im Oxid haben und nur der Beitrag der senkrecht tunnelnden Elektronen berücksichtigt wird [Sch98].

Ab einer Feldstärke von 10 MV/cm erfolgt der elektrische Durchbruch des Oxides, der als intrinsischer Durchbruch bezeichnet wird. Die Höhe des Durchbruch-Feldes hängt z.B. von der Prozess Technologie (Sägen, Polieren, ...) und deren Einfluss auf die Oberflächenrauigkeit des Wafers vor der Oxidation [Lee87], der Art der Oxidation [Its96a], der Oxiddicke [Yam83] sowie dem verwendeten Gatematerial [Tam96] ab. In der Literatur wird der intrinsische Durchbruch als ein drei Phasen-Prozess beschrieben [Naf93, Dep96]. In der ersten Phase werden durch ein von außen angelegtes elektrisches Feld und dem damit verbundenen Fowler Nordheim Tunnelstrom Defekte im Oxid bzw. an der Si/SiO_2 Grenzfläche erzeugt. Diese erste Phase des elektrischen Durchbruchs wird als „oxid wearout“ bezeichnet. Heiße Elektronen, die in das Oxid injiziert werden, erzeugen Grenzflächenzustände [DiM89], neutrale Elektronen-Traps [Har78] und positive Oxidladungen [Hey88]. Die zur Defekterzeugung benötigte Energie liegt je nach erzeugter Defektart zwischen 2 und

9 eV [DiM97]. Die zweite Phase des elektrischen Durchbruchs beginnt, wenn die Defektkonzentration lokal einen kritischen Wert überschreitet. Der Stromfluss nimmt in einem lokalisierten Pfad stark zu und führt in der dritten Phase zu einer starken thermischen Schädigung, die mit strukturellen Veränderungen verbunden ist.

2.5.2 Gateoxid-Integritäts-Defekte (GOI-Defekte)

GOI-Defekte sind Stellen des isolierenden Gateoxides, an denen die Durchbruchspannung lokal vermindert ist. Anhand des elektrischen Feldes, bei dem der Defekt durchbricht, werden A-Mode ($< 1\text{MV}/\text{cm}$), B-Mode ($1 \dots 8\text{MV}/\text{cm}$) und C-Mode ($> 8\text{MV}/\text{cm}$) unterschieden [Sch98].

Im Allgemeinen werden für die Verminderung der Durchbruchspannung eingewachsene Defekte (COPs) verantwortlich gemacht, die zufällig im oberflächennahen Bereich des Wafers liegen.

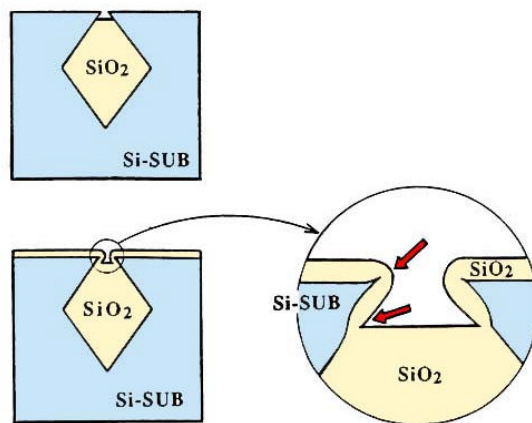


Abbildung 2.3: Modell zur Erklärung des Einflusses oktaedrischer Leerstellencluster auf das Durchbruchverhalten von Gateoxiden. Aus [Its96a]

Abbildung 2.3 zeigt ein Modell von Itsumi, in dem oktaedrische Leerstellencluster an der Waferoberfläche eine lokale Verringerung der Oxiddicke hervorrufen [Its96a]. Dies führt zu der beobachteten lokalen Reduzierung der Durchbruchsspannung.

Neben eingewachsenen Defekten können auch metallische Verunreinigungen wie z.B. Kupfer [Grä93], Eisen [Miy95] und Natrium [Mer93] die Ursache für GOI-Defekte sein.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Hinweise gefunden, dass auch latente oder akute Kratzer vor der Oxidation GOI-Defekte verursachen.

2.5.3 Methoden zur Bestimmung des Durchbruchverhaltens und der GOI-Defektdichte

Zur Bestimmung des Durchbruchverhaltens von Gateoxiden wurden verschiedene elektrische Verfahren entwickelt. Dazu wird zunächst durch Oxidation des zu untersuchenden Wafers und anschließender Abscheidung von Poly-Silizium als Gatematerial eine MOS Struktur hergestellt. Das Gate wird strukturiert und mehrere 100 Testfelder in der Größenordnung von einigen mm^2 hergestellt. Bei der Untersuchung eines 200 mm Wafers werden typischerweise 100 Testfelder verwendet.

Beim Spannungsrampenverfahren [Mur94] wird die Spannungsfestigkeit des Gateoxides durch Anlegen einer schrittweise ansteigenden Spannung getestet. In diesem Zusammenhang spricht man auch vom „Time Zero Dielectric Breakdown“ (TZDB) [Ber89]. Unter Annahme einer perfekten zufälligen Verteilung der GOI-Defekte lässt sich aus diesen Untersuchungen die GOI-Defektdichte (DD) mit Hilfe der Poisson Statistik berechnen.

$$DD = -\frac{\ln\left(1 - \frac{N_{db}}{N}\right)}{A} \quad (2.19)$$

Dabei ist A die Fläche der Testfelder, N_{db} die Anzahl von Testfeldern, die unterhalb einer bestimmten Feldstärke durchgebrochen sind und N die Anzahl der getesteten Felder. Mit dieser Methode kann die Durchbruchverteilung, d.h. der Anteil von A-, B-, und C- Mode GOI-Defekten (siehe Abschnitt 2.5.2) sowie die maximale Durchbruchsspannung bestimmt werden.

Ein weiteres Verfahren zur Untersuchung des Durchbruchverhaltens ist die Stromrampenmessung [Gra00]. Dabei fließt ein stufenweise erhöhter Strom durch den Testkondensator, bis es zum Durchbruch kommt. Mit diesem Test wird die Durchbruchladung bestimmt, aus der Informationen über die Langzeitzuverlässigkeit (Lebensdauer) des Gateoxides gewonnen werden. Auch hier kann die GOI-Defektdichte nach Gleichung 2.19 berechnet werden, wobei hier N_{db} die Anzahl von Testfeldern ist, die unterhalb einer bestimmten flächenbezogenen Durchbruchladung (typisch $0,1 \text{ C cm}^{-2}$) durchgebrochen sind. Man spricht hier auch vom „Time Dependent Dielectric Breakdown“ (TDDB) [Hu85].

2.6 Verhalten von Kupfer und Nickel in Silizium

Die Löslichkeiten und die Diffusionskoeffizienten von Kupfer und Nickel in Silizium sind in Abb. 2.4 dargestellt.

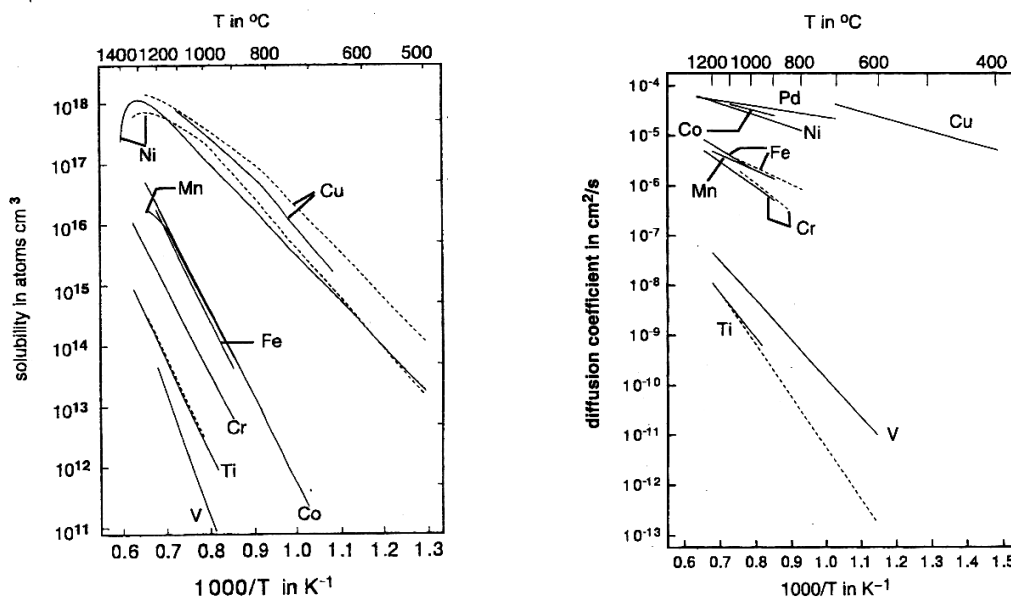


Abbildung 2.4: Löslichkeiten und Diffusionskoeffizienten von 3d Elementen in Silizium (Abb. aus [Jac00]).

Die Löslichkeiten sind verglichen mit Elementen der dritten Hauptgruppe verhältnismäßig gering. Kupfer und Nickel haben sehr hohe Diffusionskoeffizienten. Bei den verschiedenen Prozessschritten zur Herstellung von integrierten Schaltkreisen treten Temperaturen von einigen 100°C auf. Kupfer und Nickel können bei solchen Temperaturen in wenigen Sekunden durch den gesamten Wafer (500 µm) diffundieren und in elektrisch aktive Bereiche der integrierten Schaltung vordringen. Sowohl die Löslichkeit als auch der Diffusionskoeffizient von 3d Elementen hängt von deren Ladungszustand ab [Jac00]. So wurde beobachtet, dass Kupfer in p-Si schneller als in n-Si diffundiert [Hal64]. Dies wird mit einer möglichen Paarbildung, von dem auf einem Gitterplatz dreifach negativ geladenen Kupfer, mit Donatoratomen begründet [Hal64]. Kupfer und Nickel diffundieren jedoch hauptsächlich über das Zwischengitter und sind dort positiv geladen [Hal64]. Es wurde auch eine Wechselwirkung und Paarbildung von Kupfer mit flachen Akzeptoren beobachtet, die zur Passivierung der Akzeptoren führt [Ist98]. Dieser Mechanismus beeinträchtigt zwar die Diffusion des Kupfers in p-Silizium [Rei56], bedingt durch die geringe Wechselwirkungsenergie wird

bei Raumtemperatur jedoch nur ein kleiner Teil des Kupfers in derartigen Komplexen im Halbleitermaterial gebunden [Hei99].

Bei hohen Temperaturen erreicht die Löslichkeit von Kupfer Werte um $10^{17} \dots 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Nach Abkühlung des Kristalles konnte durch TEM Untersuchungen festgestellt werden, dass sich der größte Teil des Kupfers im Halbleiter ausscheidet (Silizide bildet) [Gra95, Sei98]. Bei geringeren Kupfer-Konzentrationen von $10^{14} \dots 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ wurde nach dem Abkühlen des Kristalles hingegen die nahezu vollständige Diffusion des Kupfers zur Siliziumoberfläche beobachtet [Sha96]. Dieses Verhalten wurde durch ein elektrostatisches Modell erklärt [Fin00]. Kupfer wirkt als Donator und führt zu einer Verschiebung des Fermi-niveaus. Liegt das Fermi-niveau unterhalb des Umladeniveaus der Kupferausscheidungen (Silizide) von $E_c - 0,2 \text{ eV}$, so sind diese positiv geladen. Die resultierende Coulombabstoßung zu den positiven diffundierenden Kupferionen verhindert ein Wachstum der Ausscheidung und das übersättigte Kupfer diffundiert zur Oberfläche [Sei98, Sei99]. Kupfersilizid-Ausscheidungen (Cu_3Si) sind mit einem erheblichen Volumenzuwachs verbunden.

Honda et al. [Hon84] untersuchten die Bildung von Nickelsilizid-Ausscheidungen. In einer Probe, die mit $1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ Nickel Atomen kontaminiert wurde, konnten keine Nickel Ausscheidungen nachgewiesen werden. In einer zweiten Probe, die mit einer Kontamination von $1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ Nickel Atomen wurden NiSi_2 Präzipitate unterhalb des Gateoxides aber auch in dieses hineinragend beobachtet [Hon84]. NiSi_2 hat metallische Eigenschaften. Honda glaubt, dass sich Nickel an Stapelfehlern ausscheidet. Diese werden z.B. durch Silizium Eigenzwischengitteratome während der Oxidation gebildet. Nickel Atome sammeln sich an diesen und NiSi_2 wächst während der Oxidation epitaktisch auf der Si (111) Ebene [Our84, Shi90].

Es wurde beobachtet, dass Nickel zu einer Erhöhung des Tunnelstromes führt. Honda erklärt dies mit der erhöhten Rauigkeit der Grenzfläche Si/SiO_2 , die durch Nickel Präzipitate verursacht wird [Hon87a].

Nickel Kontamination hat keinen Einfluss auf die Höhe der Tunnelbarriere an der Si/SiO_2 Grenzfläche, wie dies z.B. bei Eisen beobachtet wurde. Eisen verringert die Barrierenhöhe und erhöht damit den FN-Tunnelstrom [Hon87a]. Mit Hilfe von C-V Untersuchungen konnte jedoch bei Vorhandensein von Nickel eine Erhöhung der Zustandsdichte an der Oberfläche des Oxides beobachtet werden. Im Gegensatz dazu wurde bei anderen Metallen wie z.B. bei Fe und Cu keine Veränderung der Zustandsdichte gefunden [Hon87b].

3 Untersuchungsmethoden

In diesem Kapitel sollen die in dieser Arbeit verwendeten Untersuchungsmethoden vorgestellt werden. Es wurden die etablierten Methoden des elektronenstrahl-induzierten Stromes (EBIC), der Transmissions-Elektronenmikroskopie (TEM) und der Energiedispersiven Röntgenanalyse (EDX) verwendet. Von besonderer Bedeutung ist jedoch die Anwendung der Lock-in IR-Thermographie, die im Rahmen dieser Arbeit zum ersten mal für die Lokalisierung einzelner GOI-Defekte, für die Bestimmung der GOI-Defektdichte, sowie für die großflächige Abbildung von GOI-Defekten eingesetzt wurde. Da diese Methode verhältnismäßig neu ist, wird besonders auf sie eingegangen.

3.1 Elektronenstrahl-induzierter Strom (EBIC)

Die Methode des elektronenstrahl-induzierten Stromes (Electron Beam Induced Current, EBIC) ist ein spezieller Modus der Rasterelektronenmikroskopie. Bei Bestrahlung eines Halbleiters mit einem Elektronenstrahl werden durch die hochenergetischen Primärelektronen Elektron-Loch-Paare generiert, die an einer Potenzialbarriere (z.B. pn-Übergang) durch Diffusions- bzw. Driftvorgänge getrennt werden. In einem Außenkreis des untersuchten Objektes kann ein Stromsignal erfasst werden, das dem lokalen Generations-Rekombinations-Verhältnis von Elektron-Loch-Paaren entspricht. Durch Abrastern der Probe können rekombinationsaktive Defekte wie z.B. Kristallbaufehler, Verunreinigungen und Ausscheidungen detektiert werden. Für die Interpretation des EBIC-Bildkontrastes ist die Kenntnis der Tiefendosisverteilung der erzeugten Elektron-Loch-Paare im Halbleiter nötig. Sie ist von dem Anteil der rückgestreuten Elektronen, der Primärenergie des Elektronenstrahles, und der spezifischen Ionisationsenergie des untersuchten Materials (3,65 eV für Silizium) [Hol74] abhängig. In Silizium variiert die mittlere Eindringtiefe von 0.03...7 μm für Elektronenstrahlenergien von 1...30 keV. Detaillierte Beschreibungen des EBIC-Effektes gehen auf Ehrenberg zurück, der EBIC zuerst an pn-Übergängen untersuchte [Ehr51, Ehr53]. Verschiedene Anwendungen der EBIC-Methode sind in der Literatur beschrieben [Lea82, Hol89, Yak92].

In dieser Arbeit wurde für die EBIC Untersuchungen ein Rasterelektronenmikroskop JSM6400 von Jeol benutzt. Dabei wurden auch EBIC-Untersuchungen mit Probenvorspannung durchgeführt. EBIC wurde jedoch vor allem für die Lokalisierung von GOI-Defekten für die spätere TEM-Zielpräparation verwendet. Die Abbildung großflächiger Schwankungen bzw. lokaler Variationen in der GOI-Defektdichte ist mit EBIC nicht möglich, da die größte abbildbare Fläche nur etwa $10 \times 10 \text{ mm}^2$ beträgt.

3.1.1 Abbildung von GOI-Defekten mit EBIC

Für die Abbildung und Lokalisierung von GOI-Defekten stehen EBIC, OBIC („Optical Beam Induced Current“) und die Kupferdekorations-Methode [Its96c] zur Verfügung. Bei der Kupferdekorationsmethode wird durch elektrolytische Abscheidung von Kupfer die Defektposition markiert. Diese Methode wurde in dieser Arbeit nicht verwendet, da auch die Anreicherung von kontaminierendem Kupfer in der GOI-Defektursache untersucht werden soll.

Bei der Lokalisierung von GOI-Defekten mit EBIC wird im wesentlichen ausgenutzt, dass das isolierende Oxid die Erzeugung eines EBIC Stromes zwischen dem Halbleiter und dem Gate zunächst verhindert. An der Stelle des GOI-Defektes besitzt das Oxid jedoch eine verminderte isolierende Eigenschaft. Die MOS Struktur verhält sich an dieser Stelle wie ein pn-Übergang. Die vom Elektronenstrahl generierten Ladungsträger können daher das Gate erreichen und so ein EBIC-Signal erzeugen. Bedingung für eine Abbildung von GOI-Defekten mit EBIC ist jedoch, dass der GOI-Defekt bereits durchgebrochen ist.

GOI-Defekte haben strukturelle Ursachen, die eventuell auch mit einer erhöhten Rekombination von Elektron-Loch-Paaren verbunden ist. Im folgenden Abschnitt wird beschrieben, wie an MOS Strukturen solche rekombinationsaktiven Defekte mit Hilfe von EBIC abgebildet werden können.

3.1.2 Abbildung von rekombinationsaktiven Defekten mit EBIC an MOS Strukturen

Die EBIC-Untersuchungsmethode hat, insbesondere in Verbindung mit einer TEM Zielpräparation, in den letzten Jahren für die Charakterisierung von rekombinationsaktiven Defekten in MOS Strukturen an Bedeutung gewonnen. Bedingt durch die isolierende Oxidschicht sind EBIC Untersuchungen von MOS Strukturen jedoch komplexer als Untersuchungen an pn- bzw. Schottky-Übergängen. Im Gegensatz zur Untersuchung von pn-Übergängen ist das EBIC-Signal an einer MOS-Struktur kapazitiv gekoppelt.

In dieser Arbeit wird dem Strom, bei dem Elektronen im Außenkreis vom Gate zum Halbleiter fließen, ein heller Bildkontrast zugeordnet. Im Gegensatz dazu verursacht der Elektronenfluss vom Halbleiter zum Gate einen dunklen Bildkontrast. Fließt kein Strom, so liegt der zugeordnete Wert in der Mitte der Grauskala. Diese Zuordnung ist willkürlich und kann auch umgekehrt werden. Sie wird im Allg. so gewählt, dass rekombinationsaktive Defekte dunkel erscheinen.

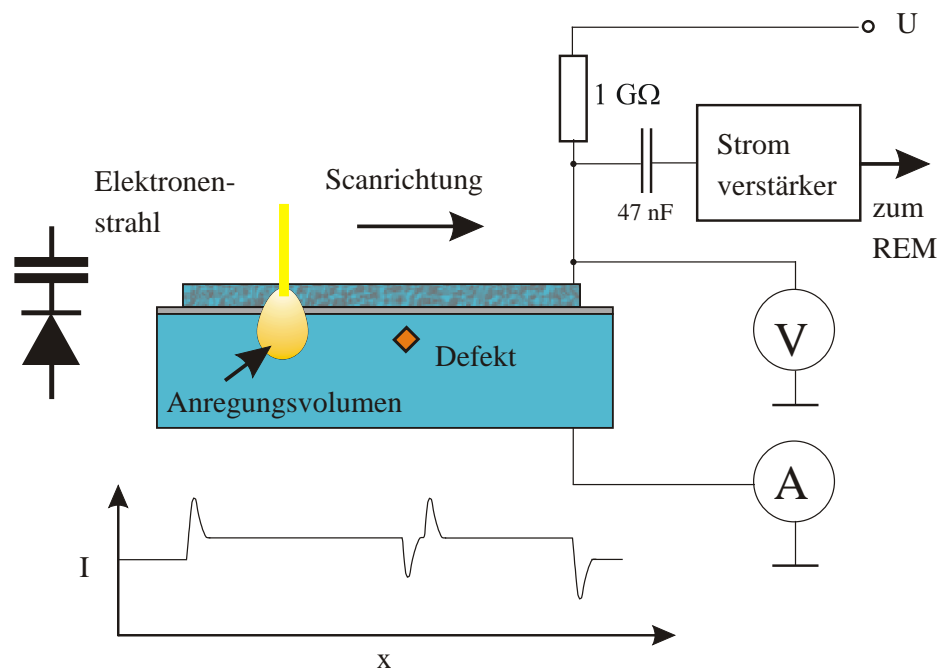


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung der EBIC Untersuchung einer MOS Struktur.

Abbildung 3.1 zeigt die schematische Darstellung des Untersuchungsaufbaues, des Ersatzschaltbildes, sowie des EBIC-Signalverlaufes an einem detektierten Defekt. Die dargestellte Versuchsanordnung ermöglicht es, eine Spannung (U) an ein Testfeld anzulegen, wobei der Strom durch einen Vorwiderstand begrenzt wird. Diese Spannung kann dafür genutzt werden, einen GOI-Defekt durchzubrechen. Die kapazitive Signalauskopplung (47 nF) erlaubt jedoch auch die Untersuchung der MOS Struktur unter Anlegen einer Vorspannung (siehe unten). Das mit einem Eingangswiderstand von $> 10 \text{ G}\Omega$ sehr hochohmige Digitalvoltmeter und das Amperemeter erlauben es, mit dieser Anordnung auch den FN-Tunnelstrom zu untersuchen. Dabei wirkt der Vorwiderstand von $1 \text{ G}\Omega$ wie eine Konstantstromquelle, die nach dem Durchbruch eines GOI-Defektes den Strom limitiert.

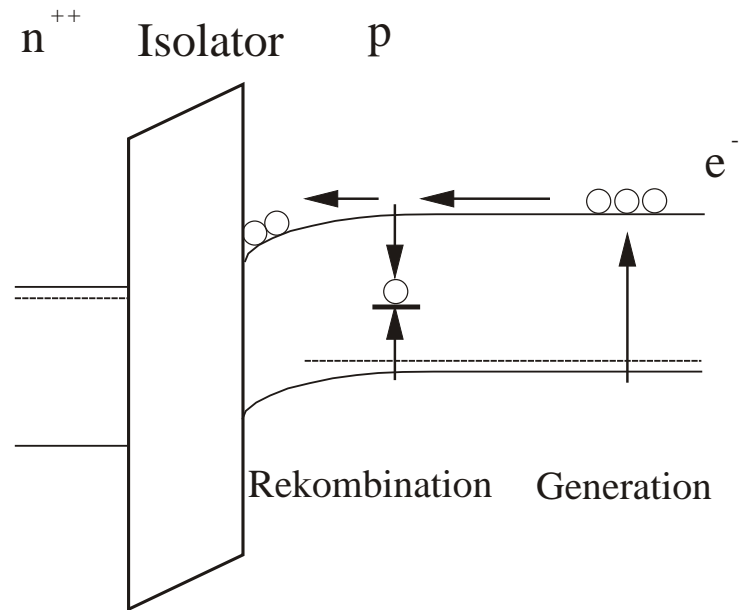


Abbildung 3.2: Bandschema eines MOS Kondensators in Verarmung zur Darstellung der physikalischen Prozesse bei Elektronenbestrahlung.

Abbildung 3.2 zeigt schematisch den Bandverlauf einer MOS Struktur, die aus einem n^{++} dotierten Gate, einem Isolator (SiO_2) und einem p-dotierten Halbleiter besteht. Zunächst sollen die physikalischen Vorgänge bei der Elektronenbestrahlung dieser MOS Struktur diskutiert werden. Die Bandverbiegung an der MOS Grenzfläche (Anreicherung, Verarmung, Inversion) stellt sich durch die Wirkung von Oxidladungen, Grenzflächenladungen und angelegter Vorspannung ein. In Abbildung 3.2 wurde die Vorspannung genau so gewählt, dass sich die Struktur im Zustand der Verarmung befindet. Im gezeigten Fall weist das p-Material daher eine Bandverbiegung von etwa $E_g/2$ auf (E_g ist die Bandlücke). Bei der Bestrahlung der MOS-Struktur mit hochenergetischen Elektronen werden im Anregungsvolumen Elektron-Loch-Paare gebildet. Die generierten Minoritätsladungsträger (Elektronen) werden durch das Feld der Verarmungszone zur Grenzfläche befördert. Dort erzeugen sie eine negative Grenzflächenladung, die die Bandverbiegung an der Grenzfläche reduziert. Die Erzeugung von zusätzlichen Minoritätsladungsträgern führt also zu einer Potenzialverschiebung an der Halbleiter-Isolator-Grenzfläche. Diese Potenzialverschiebung verursacht beim Anschalten des Elektronenstrahles einen kurzzeitigen Probenstrom im Außenkreis, der für eine Potenzialkompensation durch eine entsprechende Aufladung

(Elektronen fließen vom Gate ab) des MOS Kondensators sorgt. Dieser Probenstrom wird im EBIC z.B. an senkrechten Probenkanten bzw. an den Rändern von MOS Kondensatoren beobachtet. Wird der Elektronenstrahl von links nach rechts über ein begrenztes Gate (ein Testfeld) gerastert, so wird an der linken Gatekante ein helles Signal beobachtet (Elektronen fließen im Außenkreis vom Gate zum Halbleiter), während an der rechten Gatekante ein dunkles Signal beobachtet wird. Die auftretende Potenzialverschiebung auf der Gatefläche ist abhängig von der Minoritätladungsträgerkonzentration an der Grenzfläche an der untersuchten Probenstelle. Ist die Lebensdauer der Minoritätladungsträger über die Gatefläche homogen, so wird beim Abrastern innerhalb der Probe nur der durch den Elektronenstrahl generierte Feldstrom detektiert. Sind jedoch rekombinationsaktive Defekte vorhanden, so werden einige der generierten Elektron-Loch-Paare an diesen Defekten rekombinieren, und die Anzahl der Elektronen, die zur Halbleiter-Isolator-Grenzfläche gelangen, wird reduziert. Damit wird an der Defektposition auch die Potenzialverschiebung geringer, was auf Grund der kapazitiven Kopplung des Signals über die Oxidkapazität zu dem in Abbildung 3.1 skizzierten differenzierten Signalverlauf führt [Kir99]. Da die MOS Struktur einen Kondensator darstellt, ist die Höhe des detektierten Strom-Signals wesentlich von der Höhe der Potenzialverschiebung, von der Probenkapazität, aber auch von der Rastergeschwindigkeit abhängig. So nimmt bei geringen Rastergeschwindigkeiten das Signal ab und der durch den Elektronenstrahl im Oxid generierte Feldstrom wird zur dominierenden Signalquelle.

Die Höhe der Potenzialverschiebung ist einerseits von der Höhe des generierten Elektronenstromes, andererseits aber auch von der Gleichgewichts-Ladungsträgerkonzentration an der Halbleiter-Oxid-Grenzfläche abhängig. Sind dort viele Ladungsträger vorhanden, so haben die zusätzlich generierten Elektronen auf Grund ihrer geringen Anzahl nur einen kleinen Einfluss auf das Potenzial. Durch Anlegen einer Vorspannung an die MOS Struktur lässt sich die Ladungsträgerkonzentration an der Halbleiter-Oxid-Grenzfläche variieren. Wird eine hohe negative Vorspannung an die MOS Struktur angelegt, so befindet sich die Halbleiter-Oxid-Grenzfläche in Anreicherung (Akkumulation). Der vom Elektronenstrahl generierte Elektronenstrom wird das Grenzflächenpotential daher kaum beeinflussen. Wird die angelegte Spannung reduziert, geht die Halbleiter-Isolator-Grenzfläche in Verarmung über und die Ladungsträgerdichte nimmt ab. Das Potenzial an der Grenzfläche wird in diesem Fall wesentlich von der Anzahl der sie erreichenden Elektronen beeinflusst. Nur unter dieser Bedingung ist die oben beschriebene Abbildung von rekombinationsaktiven Defekten im MOS Strukturen möglich. Wird dagegen eine genügend hohe positive Spannung an die MOS-Struktur angelegt, so befindet sich die Halbleiter-Isolator-Grenzfläche in Inversion. Die dominierende Ladungsträgerart sind dann Elektronen (Minoritätladungsträger),

die in großer Zahl an der Grenzfläche vorliegen. Der vom Elektronenstrahl erzeugte Elektronenfluss hat auch in diesem Fall kaum Einfluss auf das Potenzial. Um rekombinationsaktive Defekte, die sich an der Halbleiter-Isolator-Grenzfläche befinden, mit EBIC abbilden zu können, muss diese Grenzfläche also durch Anlegen einer geeigneten Vorspannung in Verarmung gebracht werden.

3.1.3 Kohlenstoff-Kontaminationsmethode

Mit Hilfe der Kohlenstoff-Kontaminationsmethode lassen sich einzelne mit Hilfe von EBIC beobachtete Defekte markieren. Dabei wird ausgenutzt, dass hochenergetische Elektronen an der Probenoberfläche adsorbierte organische Moleküle, die sich im Vakuum befinden, spalten. Dabei entsteht als ein Spaltprodukt Kohlenstoff, der sich auf der Probenoberfläche ablagert. Wird der Elektronenstrahl im Linienscan über die Position des Defektes geführt, so läßt sich eine Linie aus abgelagertem Kohlenstoff auf die Probenoberfläche schreiben. Diese Kohlenstofflinie ist im REM und auch im optischen Mikroskop sichtbar. Durch Drehen der Probe um einen Winkel von 90° läßt sich der Defekt z.B. für eine TEM Querschnittspräparation mit einem Kreuz markieren.

3.2 Transmissions-Elektronenmikroskopie (TEM)

Die Transmissions-Elektronenmikroskopie ist eine Methode zur direkten Abbildung submikroskopischer Strukturen. Dabei wird ein Elektronenstrahl durch eine sehr dünne ($< 2 \mu\text{m}$) Probe geschickt, wobei die Elektronen in Wechselwirkung mit dem Kristallgitter treten und an den Gitterebenen gebeugt werden. Aus der Probe treten ungebeugte (Primärstrahl) sowie gebeugte Elektronen aus. Zur Bildentstehung können der Beugungscontrast, der Phasencontrast bzw. der Absorptionscontrast beitragen. Vorzugsweise wird der Beugungscontrast verwendet. Dabei entsteht eine Abbildung des Objektes durch die Wirkung der Objektivlinse in der zugeordneten Bildebene. Durch Benutzen einer Blende kann nur der Primärstrahl zur Abbildung ausgewählt werden (Hellfeldbild). In der hinteren Brennebene der Objektivlinse entstehen Beugungspunkte, deren Abbildung als Beugungsbild bezeichnet wird. In diesem sind wichtige Informationen wie Probenorientierung und Netzebenenabstand enthalten. Eine detaillierte Beschreibung der Transmissions-Elektronenmikroskopie findet man in [Bet82].

In dieser Arbeit wurden ein Philips Transmissions-Elektronenmikroskop „CM20T“ mit einer Beschleunigungsspannung von 200 kV sowie das 1 MV Höchstspannungs-Elektronenmikroskop (HEM) von Jeol für die Untersuchung von GOI-Defekten verwendet.

3.2.1 TEM-Zielpräparation (planar/Querschnitt)

Für die Untersuchung mit TEM müssen durchstrahlbare Objektfolien hergestellt werden. Die für eine planare Präparation durchzuführenden Arbeitsschritte sind in Abbildung 3.3 dargestellt.

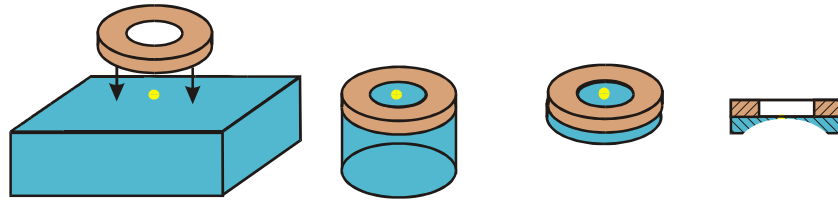


Abbildung 3.3: Darstellung der Arbeitsschritte zur Herstellung einer planaren TEM Probe.

Zunächst wird die zu untersuchende Stelle durch Aufkleben eines Kupferringes markiert. Dieser Kupferring wird zusammen mit dem Material ausgebohrt und so ein Bohrkern von 3 mm Durchmesser gewonnen. Dieser wird auf etwa 100 µm durch Schleifen gedünnt. Anschließend wird die Probe durch Dimpeln bis auf etwa 10 µm abgetragen. Mit Hilfe von Argon-Ionen wird weiter Material abgetragen, bis eine Dicke von etwa 1...2 µm erreicht ist.

Im Rahmen dieser Arbeit sollten auch einzelne Defekte im Querschnitt untersucht werden. Dazu müssen diese zunächst lokalisiert werden, was z.B. mit EBIC möglich ist. Anschließend können die Defekte mit der Kohlenstoff-Kontaminationsmethode markiert werden. Die zielgenaue Präparation erfolgt mit Hilfe der FIB-Technik (Focused Ion Beam, [Ish98, Sai98]). Zunächst wird ein etwa 50...100 µm breiter und 3 mm langer Steg aus den markierten Proben ausgesägt. Abbildung 3.4 zeigt schematisch einen solchen ausgesägten Steg. Mit Hilfe der fokussierenden Ionenstrahlanlage wird links und rechts der Kreuz-Markierung ein schmaler Kanal abgetragen und somit ein für TEM geeigneter Querschnitt hergestellt. Bei einer Beschleunigungsspannung von 200 kV beträgt die maximale Probendicke, die noch im TEM durchstrahlt werden kann, etwa 2 µm. Der durchstrahlbare Bereich senkrecht zur Gatefläche ist etwa 4×15 µm groß. Nachdem der präparierte Bereich genügend dünn ist, können erste TEM-Aufnahmen gemacht werden. Die Qualität der TEM-Aufnahmen lässt sich wesentlich durch weiteres sukzessives Abdünnen des durchstrahlbaren

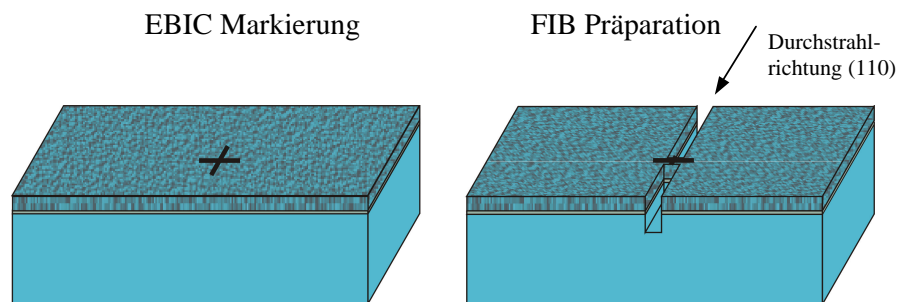


Abbildung 3.4: Darstellung der FIB Querschnittspräparation.

Bereiches verbessern, wobei allerdings die Gefahr besteht, dass der interessierende Defekt ebenfalls mit abgetragen wird.

Die in dieser Arbeit verwendete fokussierende Ionenstrahlanlage „FIB 611“ der Firma „FEI“ hat eine laterale Auflösung von 5 nm.

3.3 Energiedispersive Röntgenanalyse (EDX)

Bei der Bestrahlung eines Festkörpers mit hochenergetischen Elektronen im Energiebereich von etwa 1 keV bis 1 MeV werden einzelne Festkörperelektronen (Ionisation, Interbandübergänge) aber auch kollektive Zustände (Plasmonen, Phononen) angeregt. Nach einer für jeden Anregungszustand charakteristischen Lebensdauer geht das angeregte Festkörperelektron wieder in seinen Grundzustand über. Die freiwerdende Energie führt dabei zur Emission von Röntgenquanten, Lichtquanten oder Auger-Elektronen. Die beim Übergang in den Grundzustand freiwerdenden Energiebeträge sind materieszpezifisch und können so zu analytischen Aussagen über den bestrahlten Festkörper benutzt werden.

Bei der Energiedispersive Röntgenanalyse wird die frei werdende Röntgenstrahlung mit einer Energie im Bereich von etwa 100 eV bis zu einigen 10 keV detektiert. Die vom Festkörper ausgehende Röntgenstrahlung besteht aus einer Überlagerung der kontinuierlichen Bremsstrahlung und einem elementspezifischen Linienspektrum, das sich in Spektralserien (K-, L-, M-Serien) unterteilt. Die Nachweiswahrscheinlichkeit einzelner Elemente hängt von der Energie der zugehörigen Strahlung ab. Niederenergetische Röntgenstrahlung wird durch ein nur wenige μm dickes Be-Fenster, das den Detektor vor Kontamination und niederenergetischen Streuelektronen schützt, absorbiert. Leichte Elemente mit einer Kernla-

dungszahl $Z < 9$ können daher nicht nachgewiesen werden. Bei höheren Röntgenenergien steigt die Wahrscheinlichkeit, dass die Röntgenquanten den Detektor ohne Wechselwirkung passieren. Deshalb können schwere Elemente nicht durch ihre K-Strahlung sondern nur durch die L- oder M-Strahlung nachgewiesen werden. Die untere Nachweisgrenze für Nickel und Kupfer liegt bei etwa einem Atomprozent. Weiterführende Informationen findet man in [Ree75, Gol75] .

3.4 Sekundärionen Massenspektrometrie (SIMS)

Die Sekundärionen Massenspektrometrie (SIMS) ist eine leistungsfähige Methode zur tiefenaufgelösten Analyse der Zusammensetzung von Festkörpern. SIMS kann zum Nachweis der Isotope aller Elemente, einschließlich Wasserstoff, angewandt werden. Hierbei können meist Nachweisgrenzen im ppm-Bereich, in günstigen Fällen auch im ppb-Bereich, realisiert werden [Wil89]. Die zu untersuchende Probe wird mit Primärteilchen z.B. Sauerstoff beschossen und die von der Probe abgetragenen Sekundärionen werden massenspektrometrisch analysiert. Der resultierende Abtrag von Sekundärionen ermöglicht die Aufnahme von sogenannten Tiefenprofilen mit einer erreichbaren Tiefenauflösung von 2-5 nm [Hör93]. Weiterführende Informationen findet man in [Brü79].

3.5 Lock-in IR-Thermographie

Die Lock-in IR-Thermographie ist eine Methode zur zerstörungsfreien und kontaktlosen Abbildung von elektrischen Fehlerströmen in Halbleiter-Strukturen und Materialien. Das Prinzip besteht aus der Detektion einer lokalen Temperaturmodulation an der betrachteten Probenoberfläche. Diese Temperaturmodulation wird durch die Modulation der von außen eingebrachten elektrischen Verlustleistung erzeugt.

Seit etwa 40 Jahren gibt es Bemühungen, Fehlerströme in elektronischen Bauelementen und Materialien anhand der von ihnen erzeugten Joule'schen Wärme zu lokalisieren. So wurden z.B. für die Abbildung der Oberflächentemperaturverteilung nematische und thermochrome Flüssigkristalle [Asz81] verwendet. Flüssigkristalle sind eine Phase der Materie, deren Ordnung zwischen der einer Flüssigkeit und der eines Kristalls liegt. Beim temperaturabhängigen Phasenübergang verändern sich die optischen Eigenschaften des verwendeten Flüssigkristalles. Im flüssigkristallinen Zustand polarisieren nematische Flüssigkristalle einfallendes Licht während thermochrome Flüssigkristalle in Abhängigkeit von ihrer Tem-

peratur nur einen bestimmten Wellenlängenbereich reflektieren und daher farbig erscheinen.

Auch die Methode des „fluorescent microthermal imaging“ (FMI) [Bar96] wurde zur Untersuchung der Oberflächentemperatur entwickelt. Dabei wird ein dünner Film eines Farbstoffes auf die Probe aufgetragen, der unter Beleuchtung mit UV-Licht eine temperaturabhängige Fluoreszenz zeigt. Die genannten Methoden haben den Nachteil, dass die Probe mit einem dünnen Film bedeckt werden muss, was bei der Untersuchung von elektronischen Bauelementen nicht immer möglich ist. Simo und Martinuzzi [Sim90] verwendeten eine IR-Kamera für die Detektion des Oberflächentemperaturprofils. Die „klassische“ stationäre IR-Thermographie wurde von ihnen für die Untersuchung von Fehlerströmen in Solarzellen (sogenannte „shunts“) verwendet. Die erreichte thermische Auflösung aller bisher erwähnten Methoden beträgt etwa 0,1 K. Die vorgestellten Methoden sind daher nicht empfindlich genug, um Temperatursignale von einigen μK detektieren zu können, wie sie bei Verlustleistungen von einigen μW in elektronischen Bauelementen entstehen. Stationäre Methoden haben auch den Nachteil, dass die erreichbare Ortsauflösung durch die Wärmeleitung des untersuchten Materials limitiert ist.

Sowohl die Signal- als auch die Ortsauflösung können durch das Lock-in Verfahren erheblich verbessert werden. Basierend auf der Arbeit von Busse et al. [Bus92] wurde das erste kommerzielle, zerstörungsfreie und kontaktlose Lock-in Thermographie System entwickelt (Lock-in Option für AGEMA Thermovision 900 Mirror Scanner Thermocamera). Die Oberflächentemperatur wurde dabei mit Hilfe einer IR-Kamera gemessen. Dieses System erreichte eine Temperaturauflösung von 15 mK [Bre97] und blieb in seiner Anwendung auf Untersuchungen zur nichtzerstörenden Werkstoffprüfung (non-destructive testing, NDT) beschränkt.

Bei einer weiteren Lock-in Thermographie Technik, der dynamischen Präzisions Kontakt Thermographie (DPCT) [Bre98] wird die oberflächennahe periodische Temperaturmodulation durch Abrastern mit einem Miniatur-Thermistor gemessen. Zum ersten mal wurden Temperaturmodulationen von unter 100 μK bei einer Ortsauflösung von 30 μm detektierbar. Da diese Methode kontaktierend ist, eignet sie sich jedoch nur bedingt für die Untersuchung von empfindlichen Halbleiterbauelementen. Sie wurde vor allem für die Untersuchung von Solarzellen eingesetzt. Ein weiterer Nachteil ist durch die serielle Messwertfassung gegeben, da aus diesem Grund die Messdauer einige Stunden betragen kann.

Ab 1997 wurde am MPI für Mikrostrukturphysik in Halle ein hochempfindliches Lock-in IR-Thermographie System entwickelt. Die Basis dieses Systems bildet eine InSb IR-Kamera mit 128×128 Pixel. Dieses System erreicht eine Signalauflösung von 20 μK nach

1000 s Messdauer bei einer Ortsauflösung von $5 \mu\text{m}$ [Bre00]. Ein Großteil der thermographischen Untersuchungen, insbesondere die Bestimmung von GOI-Defektdichten wurden mit Hilfe dieses Lock-in IR-Thermographie Systems durchgeführt. Seit Januar 2001 steht im MPI für Mikrostrukturphysik ein weiterentwickeltes industrielles System mit der Bezeichnung „TDL 384 M 'Lock-in'“ zur Verfügung. Hier findet eine Quecksilber Cadmium Tellurid (MCT) Kamera mit 384×288 Pixeln Verwendung. Aufgrund der erhöhten Pixelanzahl ergibt sich ein verbesserter optischer Gesamteindruck der thermographischen Aufnahmen. Dieses neue System wurde für die Abbildung der GOI-Defektverteilung über 200 mm Wafer verwendet. Da nur diese neue Version kommerziell erhältlich ist, soll im Folgenden das Messprinzip der Lock-in IR-Thermographie sowie die technische Realisierung anhand des „TDL 384 M 'Lock-in'“ Systems beschrieben werden.

3.5.1 Messprinzip und technische Realisierung

Der schematische Aufbau des kommerziell erhältlichen Lock-in IR-Thermographie Systems „TDL 384 M 'Lock-in'“ ist in Abbildung 3.5 dargestellt.

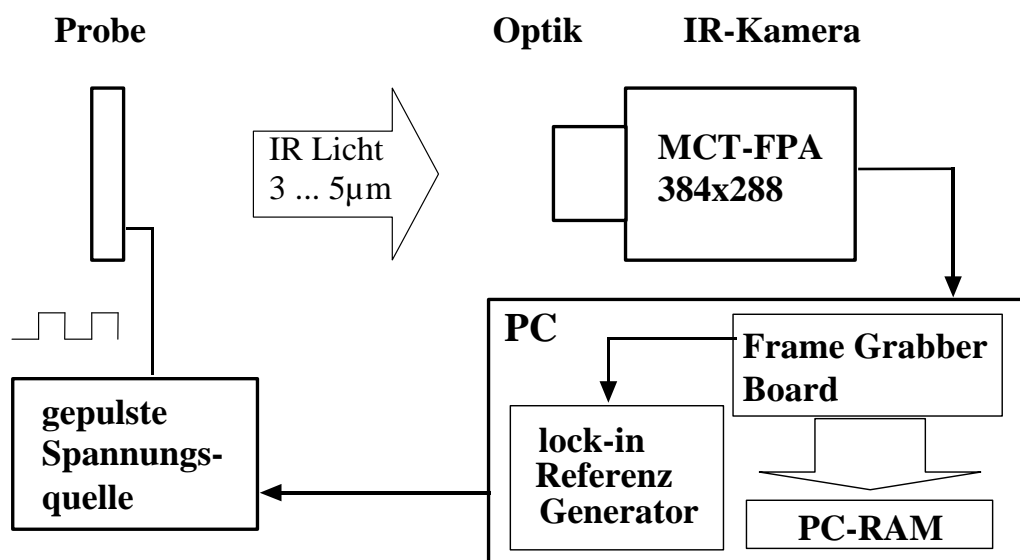


Abbildung 3.5: Prinzip des Lock-in IR-Thermographie Systems „TDL 384 M 'lock-in'“

Das Prinzip der Lock-in IR-Thermographie besteht in der periodischen Anregung von Wärmequellen in dem zu untersuchenden Objekt und der anschließenden Detektion der Oberflächen-Temperaturmodulation. Dazu benötigt man eine mit der Lock-in Frequenz mo-

dulierte Rechteckspannung, die an die Probe angelegt wird. In der Probe fließende Fehlerströme sind die Ursache für lokale periodische Wärmequellen. Die durch die Erwärmung verursachte IR-Strahlung wird von der IR-Kamera detektiert. Diese Kamera besteht aus einem Quecksilber-Cadmium-Tellurid „Focal Plane Array“ (FPA) mit einer Auflösung von 384×288 Pixel und einer Pixelgröße von $20 \times 20 \mu\text{m}$. Wird das gesamte Pixelfeld verwendet, können alle Pixel mit einer Frequenz von 140 Hz ausgelesen werden. Diese Bildwiederholfrequenz kann jedoch durch Auswahl nur eines Teiles des Detektorfeldes bis auf 850 Hz gesteigert werden. Es lassen sich z.B. Bereiche von 288×288 , 256×256 und 128×128 Pixel auswählen. Der Detektor ist im Wellenlängenbereich von $3 \dots 5 \mu\text{m}$ sensitiv und wird durch einen Stirling Motor gekühlt. Die Kamera kann mit verschiedenen Objektiven ausgerüstet werden. Mit einem speziellen Mikroskopobjektiv läßt sich eine Ortsauflösung von $5 \mu\text{m}$ erreichen. Die Informationen der einzelnen Pixel werden durch einen Frame-Grabber in den Computer eingelesen. Jedes Pixel in jedem Frame wird während der Messung Lock-in korreliert, d.h. in 2 Kanälen mit \sin und $-\cos$ Gewichtsfaktoren multipliziert. Diese Gewichtsfaktoren approximieren harmonische Funktionen und sind zur vorgegebenen Lock-in Referenz synchronisiert. Die Addition der gewichteten Frames ergibt das 0° und das -90° Bild. Aus diesen können dann das Amplituden- und das Phasen-Bild berechnet werden. Der Vorteil der Lock-in IR-Thermographie gegenüber stationären Methoden ist nicht nur die signifikant verbesserte Temperaturentauflösung sondern auch die verbesserte Ortsauflösung. Bei jeder stationären Thermographie-Methode ist die Ortsauflösung durch die laterale Wärmeleitung begrenzt. Bei einer periodischen Anregung der Wärmequelle wirkt diese als Ursprung einer thermischen Welle, die sich im Material ausbreitet und exponentiell gedämpft wird [Car59]. Bedingt durch die Wellenlänge der detektierten IR-Strahlung ist die optische Ortsauflösung der Lock-in Thermographie auf $5 \mu\text{m}$ limitiert. Mit diesem System können Temperaturmodulationen einer Amplitude von $35 \mu\text{K}$ nach 1000 s Messzeit abgebildet werden.

Für die Untersuchung von Solarzellen und MOS-Strukturen wird ein Probenhalter benötigt, der im Wesentlichen aus einer thermostatierten Kupferplatte besteht, auf der ein $100 \mu\text{m}$ dickes Kupfernetz befestigt ist. Dieses Kupfernetz hat die Aufgabe den elektrischen Kontakt zur Probe herzustellen und das zum Andrücken der Probe auf die Unterlage verwendete Vakuum zu verteilen. Es stellt außerdem einen definierten Wärmewiderstand zwischen Probe und Probenhalter dar. Die Rückseite der zu untersuchenden Probe muss mit einem ohmschen Kontakt versehen werden. Dies geschieht entweder durch Aufdampfen von Aluminium oder durch Einreiben eines Gallium-Indium Eutektikums (Reibelot). Die Probe wird nun auf das Kupfernetz gelegt. Das Gate der Probe wird mit einer Nickel-

Folie kontaktiert. Diese Folie stellt sicher, dass elektrische Felder homogen über der ganzen Probenfläche anliegen. Durch das Auflegen einer etwa 20 µm dicken geschwärzten Hostaphan-Folie (Polyester) wird die Probe abgedeckt. Diese Folie wird durch ein Vakuum an den Probenhalter angesaugt und fixiert so die Probe. Sie hat außerdem die Aufgabe, das IR-Emissionsvermögen über der Probenfläche zu erhöhen und zu homogenisieren.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Probenhalter konstruiert, mit dem auch 300 mm Wafer untersucht werden können.

Bis zum Beginn dieser Arbeit wurde die Technik der Lock-in IR-Thermographie am MPI Halle zur Untersuchung von Shunts in Solarzellen [Bre01] sowie zur Funktionskontrolle von integrierten Schaltkreisen [Bre00] verwendet.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Technik erstmalig für die Untersuchung von GOI-Defekten eingesetzt. Die dazu entwickelte Vorgehensweise wird im folgenden Kapitel erläutert.

4 Anwendung der Lock-in IR-Thermographie zur Abbildung von GOI-Defekten

Bisher standen als abbildende Methoden für die Lokalisierung von GOI-Defekten vor allem EBIC und OBIC zur Verfügung. Diese Methoden haben jedoch den Nachteil, dass sie auf kleine Flächen begrenzt sind. Eine Untersuchung großflächiger Schwankungen der Verteilung von GOI-Defekten auf Wafern ist daher nicht möglich. In diesem Kapitel wird die Lock-in IR-Thermographie erstmalig zur Untersuchung von GOI-Defekten eingesetzt. Zunächst wird gezeigt, dass die Lock-in IR-Thermographie in der Lage ist, einzelne GOI-Defekte abzubilden. Im Gegensatz zu den bekannten Techniken, ist die Lock-in IR-Thermographie aber auch in der Lage, GOI-Defekte über große Flächen abzubilden. Dazu müssen diese aber zuerst auf der gesamten untersuchten Fläche aktiviert werden. Die Entwicklung einer Methode zur Aktivierung nahezu aller GOI-Defekte in einer gegebenen Probe (auch ganze Wafer) wird im folgenden beschrieben.

4.1 Abbildung einzelner GOI-Defekte

Für diese Untersuchung wurde zunächst ein GOI-Defekt auf einem 2 mm^2 großen MOS-Testfeld mit EBIC lokalisiert. Es handelte sich dabei um ein Testfeld auf einem Wafer aus p-Substrat mit einer Oxiddicke von 25 nm und einem n^{++} Poly-Silizium Gate. Auf der Rückseite des Wafers wurde durch Einreiben eines Gallium-Indium Eutektikums (Reibelot) ein ohmscher Kontakt hergestellt. Das Testfeld wurde durch Aufsetzen einer Bronzenadel kontaktiert und anschließend zwischen Gate und Substrat über einen Vorwiderstand von 10 k Ω eine Spannung angelegt. Dabei war zu beachten, dass GOI-Defekte, also die elektrische Verbindung zwischen dem p-Substrat und dem n^{++} dotierten Gate, Diodeneigenschaften aufweisen. Aus diesem Grund wurde der negative Pol der Spannungsquelle an das Gate angelegt. Die Spannung wurde langsam erhöht, bis bei $U = 16,8 \text{ V}$ der Durchbruch des Gateoxides erfolgte und die Spannung am Gate zusammenbrach.

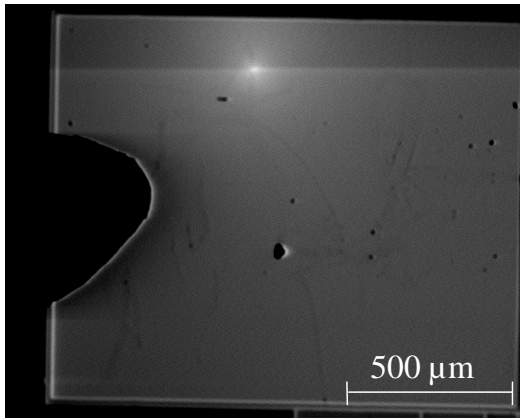


Abbildung 4.1: Abbildung eines GOI-Defektes mit EBIC. Der Defekt verursacht einen hellen Bildkontrast. Der generierte Feldstrom durch das Oxid wird als gleichmäßiges Stromsignal auf dem gesamten Testfeld detektiert. Auf dem Testfeld sind einzelne dunkle Kontraste zu sehen, die durch Partikel auf der Oberfläche verursacht werden.

Der durchgebrochene GOI-Defekt wurde wie in Abbildung 4.1 dargestellt mit EBIC lokalisiert. Die Abbildung zeigt das MOS-Testfeld mit dem durchgebrochenen GOI-Defekt, der deutlich als heller Bildkontrast zu sehen ist. Außerdem zeigt das gesamte Testfeld ein gleichmäßiges Stromsignal, das dem generierten Feldstrom durch das Oxid zugeordnet werden kann. Als dunkler Kontrast ist die kontaktierende Bronzenadel am linken Rand des Testfeldes sichtbar. Auch Partikel (Staub) auf der Oberfläche verursachen einen dunklen Kontrast. Als nächstes wurde dieses Testfeld mit Hilfe der Lock-in IR-Thermographie untersucht. Dazu wurde an das Testfeld eine Rechteck-Spannung von 4 V angelegt, die mit der Frequenz von 54 Hz gepulst wurde. Bei dieser Spannung wurde ein Strom von 1 mA gemessen.

Abbildung 4.2 zeigt das nach einer Messzeit von 100 s aufgenommene Thermogramm, in dem der GOI-Defekt deutlich erkennbar ist. Aus dem ebenfalls in dieser Abbildung dargestellten Linienscan durch den GOI-Defekt ist zu erkennen, dass der Defekt mit einer sehr guten Ortsauflösung thermographisch detektiert werden kann. Die Temperaturmodulation beträgt an der Stelle des abgebildeten Defektes etwa 50 mK. Die eingezeichneten Linien markieren den Probenrand.

In diesem Abschnitt wurde gezeigt, dass einzelne GOI-Defekte auf kleinen Testfeldern mit Hilfe der Lock-in IR-Thermographie lokalisierbar sind. Im folgenden Abschnitt wird die Untersuchung auf größere Flächen von einigen cm^2 ausgedehnt.

4.2 Thermographische Bestimmung der GOI-Defektdichte

Zur Bestimmung der GOI-Defektdichte mit Hilfe der lock-in IR-Thermographie können unstrukturierte MOS-Wafer verwendet werden. Aus dem Wafer wurde eine $2 \times 2 \text{ cm}^2$

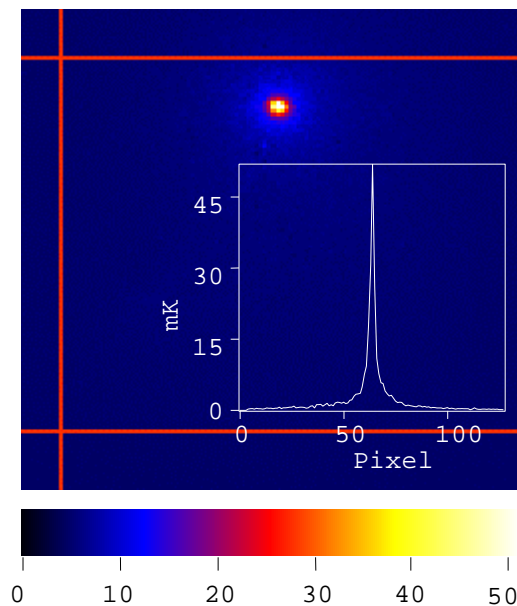


Abbildung 4.2: Abbildung eines GOI-Defektes mit Lock-in IR-Thermographie. Die eingezeichneten Linien markieren den Probenrand. Aus dem Linienscan über die Defektposition ist zu erkennen, dass die Temperaturmodulation an der Stelle des Defektes etwa 50 mK beträgt.

großen Probe herausgebrochen und durch Anlegen einer periodischen Messspannung von 2 V thermographisch untersucht.

Abbildung 4.3 zeigt ein typisches Thermogramm einer solchen Probe. An den Bruchstellen, in einigen Proben aber auch an Kratzern auf dem Poly-Silizium, konnte ein Stromfluss und damit eine Schädigung des Oxides nachgewiesen werden. Der Stromfluss an den Rändern der Probe war von Fall zu Fall verschieden groß und konnte nicht verhindert werden. Um störende Einflüsse des Randstromes zu vermeiden wurde daher nur ein 1 cm^2 großer zentraler Probenausschnitt thermographisch abgebildet.

An die Probe kann nun ein elektrisches Feld zur Aktivierung der GOI-Defekte angelegt werden. Danach können die im Thermographiebild detektierten GOI-Defekte ausgezählt und so die GOI-Defektdichte bestimmt werden. Sollen alle GOI-Defekte auf der untersuchten Fläche abgebildet werden, dann müssen diese jedoch zuerst durchgebrochen (aktiviert) werden. Der wesentliche Unterschied zu herkömmlichen Methoden (z.B. Spannungsrampenverfahren) besteht also darin, dass hier nicht nur ein GOI-Defekt auf der untersuchten Fläche aktiviert werden soll, sondern möglichst alle.

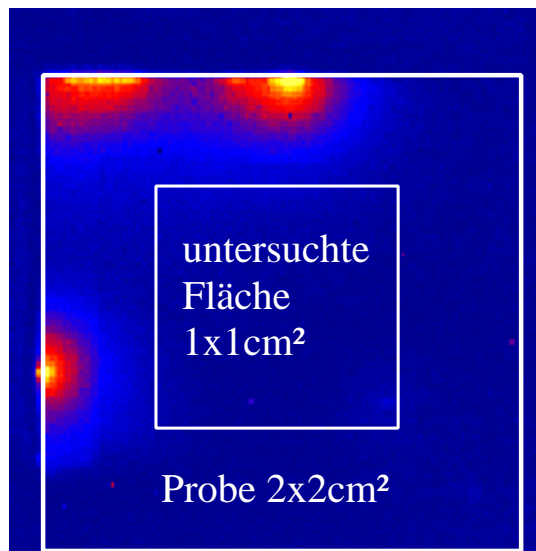


Abbildung 4.3: Thermogramm einer $2 \times 2 \text{ cm}^2$ großen Probe. An den Bruchkanten sind Ströme nachweisbar

4.3 Aktivierung von GOI-Defekten

GOI-Defekte lassen sich durch Anlegen eines elektrischen Feldes an eine MOS-Struktur aktivieren, wobei in der untersuchten Probe immer zuerst der Defekt mit der geringsten Durchbruchspannung durchbricht. Wird zum Anlegen des elektrischen Feldes ein handelsübliches Netzgerät mit einem Ausgangswiderstand von einigen Ω verwendet, dann führt der Strom, der durch den aktivierten Defekt fließt, zu einer Verringerung der Spannung und damit auch der Feldstärke an der MOS-Struktur. Das führt dazu, dass in der untersuchten Probe nicht alle vorhandenen GOI-Defekte aktiviert werden und damit auch nicht abgebildet werden können. Es ist also wichtig, eine Methode zu finden, mit der möglichst alle GOI-Defekte aktiviert werden können.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Versuche durchgeführt, GOI-Defekte durch Anlegen von extrem niederohmigen Spannungsimpulsen an eine MOS-Struktur zu aktivieren. Durch die Verwendung eines kurzen Impulses in der Größenordnung von einigen μs bis ms und Ausgangswiderständen im $\text{m}\Omega$ -Bereich ist es möglich, das elektrische Feld niederohmig an die Probe anzulegen. Dabei wird die Schädigung an bereits durchgebrochenen GOI-Defekten durch die kurze Zeitspanne limitiert. Dazu wurde ein spezieller Impulsgenerator gebaut, der für kurze Zeiten einen Ausgangstrom von mehreren 100 A liefern kann. Zunächst musste untersucht werden, welche Impulsdauer am geeignetsten ist, um möglichst alle in einer Probe vorhandenen GOI-Defekte zu aktivieren.

4.3.1 Bestimmung der geeigneten Impulsparameter

Im folgenden Versuch wird die thermographisch bestimmte GOI-Defektdichte in Abhängigkeit von der verwendeten Impulsdauer mit den aus elektrischen Messungen bekannten Werten verglichen. Aus diesem Vergleich können die geeigneten Impulsparameter, mit denen sich möglichst alle GOI-Defekte aktivieren lassen, bestimmt werden.

Tabelle 4.1: Übersicht über die für die Bestimmung der geeigneten Impulsparameter untersuchten Materialien.

Bezeichnung	Defektdichte	Impulszeiten	untersuchte Probenfläche
A	$15 \dots 40 \text{ cm}^{-2}$	2 μs , 100 μs , 10 ms	$1 \times 1 \text{ cm}^2$
B	$9 \dots 14 \text{ cm}^{-2}$	2 μs , 100 μs , 10 ms	$1 \times 1 \text{ cm}^2$
C	$4 \dots 9 \text{ cm}^{-2}$	2 μs , 100 μs , 10 ms	$3,3 \times 3,3 \text{ cm}^2$

Tabelle 4.1 zeigt die für die Untersuchungen verwendeten Materialien. Es handelt sich um MOS-Strukturen aus Cz-Silizium (Substrat: p-Silizium, Oxiddicke: 25 nm, Gate: 400 nm n^+ Poly-Silizium). Die angegebenen Defektdichten sind aus elektrischen Messungen bekannt [Hub01a]. Aus den Wafern wurden je nach Defektdichte verschieden große Proben gebrochen. In dieser Arbeit wurden Materialien mit hohen Defektdichten ($DD > 9 \text{ cm}^{-2}$) in $2 \times 2 \text{ cm}^2$ große Proben gebrochen ($1 \times 1 \text{ cm}^2$ untersucht). Bei geringen Defektdichten ($DD = 4 \dots 9 \text{ cm}^{-2}$) wurde eine Probengröße von $4 \times 4 \text{ cm}^2$ gewählt. Bei diesen Proben wurde ein $3,3 \times 3,3 \text{ cm}^2$ großer Bereich thermographisch untersucht.

Für die Aktivierung der GOI-Defekte wurden Impulszeiten von 2 μs , 100 μs und 10 ms an die MOS Struktur angelegt. Die Spannung der Impulse wurde von 10 ... 35 V in 2 ... 3 V Schritten erhöht, und nach jedem Impuls wurde ein Thermogramm aufgenommen. Um sicherzustellen, dass während eines Spannungsimpulses über der gesamten untersuchten MOS-Struktur eine homogene Feldverteilung existiert, wurde das Gatematerial mit einer 20 μm dicken Nickelfolie verstärkt. Die nach jedem Impuls im Thermographiebild detektierten GOI-Defekte wurden ausgezählt und so die GOI-Defektdichte bestimmt. Die hier beschriebene Vorgehensweise bezeichne ich als das Aufnehmen einer Spannungsreihe, in deren Verlauf eine Serie von Thermogrammen entsteht. Um möglichst verlässliche Ergebnisse zu erhalten, wurden alle Messungen an je 3 Proben durchgeführt und die Ergebnisse gemittelt. Zunächst sollen die Ergebnisse der Untersuchung von Material A diskutiert werden.

In Abbildung 4.4 ist die Anzahl der thermographisch abgebildeten GOI-Defekte in Abhängigkeit von der Höhe und der Dauer der angelegten Spannungsimpulse dargestellt. In

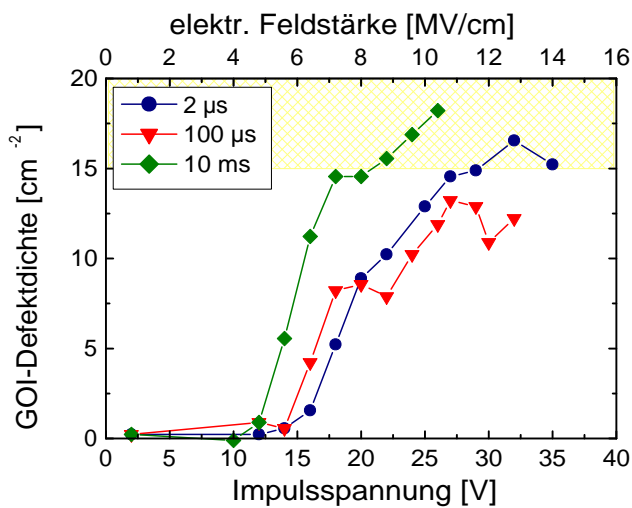


Abbildung 4.4: Anzahl der nach Anlegen von Spannungsimpulsen thermographisch detektierten GOI-Defekte cm^{-2} in Material A ($\text{DD} = 15 \dots 40 \text{ cm}^{-2}$, Probengröße $= 2 \times 2 \text{ cm}^2$, untersuchte Fläche $2 \times 2 \text{ cm}^2$).

dem untersuchten Material konnte für alle verwendeten Impulszeiten die Aktivierung mehrerer GOI-Defekte beobachtet werden, wobei jedoch die meisten Defekte bei einer Impulszeit von 10 ms abgebildet wurden. Bei kürzeren Impulsen wird die Aktivierung von GOI-Defekten erst bei höheren Spannungen beobachtet. Die Ursache dafür ist in dem als „oxide wearout“ bekannten Effekt zu sehen (Abschnitt 2.5.1). Weiterhin wird beobachtet, dass nach einer Erhöhung der Impulsspannung nicht nur neue GOI-Defekte hinzukommen, sondern, dass auch einige wieder verschwinden. Dies wird in der Literatur durch „Ausheilprozesse“ erklärt [Yam83]. Mit „Ausheilen“ wird hier die Tatsache bezeichnet, dass einige der beobachteten Defekte nach Anlegen eines weiteren Spannungsimpulses nicht mehr mit Hilfe der Thermographie sichtbar gemacht werden konnten. Da bei diesen Untersuchungen die Spannungsimpulse sehr niederohmig an die Probe angelegt wurden, können an bereits aktivierten GOI-Defekten während des Impulses hohe Ströme fließen. Daher kann die durch den Impuls am Defekt deponierte Energie groß genug werden, um dessen strukturelle Zerstörung zu verursachen. Der GOI-Defekt wird durch teilweises Aufschmelzen und Wegplatzen des Gatematerials elektrisch zu isolieren (siehe auch Kap. 4.3.2).

Die Anzahl der jeweils nach einer Erhöhung der Impulsspannung neu hinzugekommenen GOI-Defekte als Funktion der Impulsspannung, d.h. das Aktivierungsverhalten in Abhängigkeit vom angelegten elektrischen Feld ist in Abbildung 4.5 dargestellt. Die Werte sind auf ein Spannungsintervall von 1 V normiert, da es nicht immer möglich war, die Impulsspannung mit konstanter Schrittweite zu erhöhen. Die elektrische Aktivierung von GOI-Defekten wurde ab elektrischen Feldstärken von etwa 5 MV/cm (12 V) beobachtet. Es handelt sich daher um B-Mode GOI-Defekte. Längere Impulse führten zu einer Aktivierung

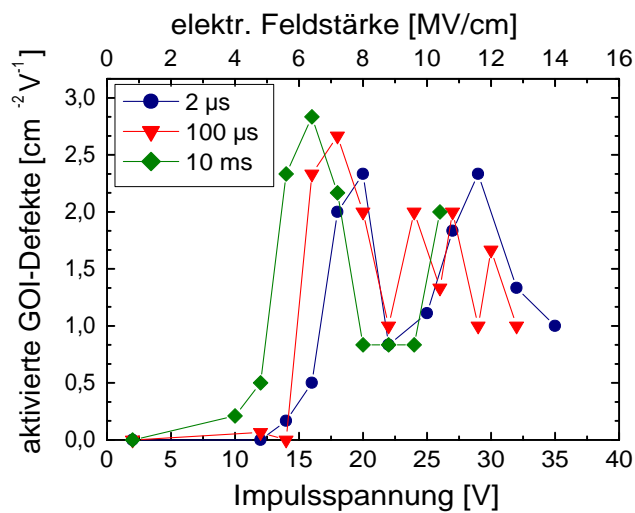


Abbildung 4.5: Anzahl der nach Anlegen von Spannungsimpulsen aktivierten GOI-Defekte cm^{-2} in Material A ($\text{DD} = 15 \dots 40 \text{ cm}^{-2}$).

der GOI-Defekte bei geringeren Feldstärken. Dies kann mit dem als „oxide wearout“ bekannten Effekt erklärt werden [Ros96].

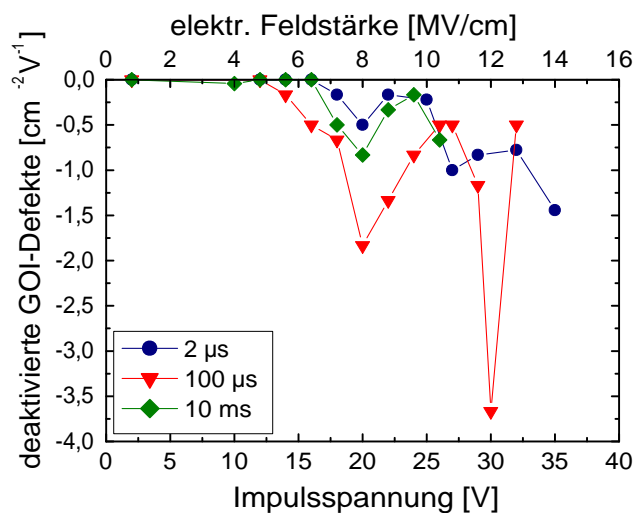


Abbildung 4.6: Anzahl der „ausgeheilten“ GOI-Defekte cm^{-2} in Abhängigkeit von der Impulsdauer und der Impulsspannung in Material A ($\text{DD} = 15 \dots 40 \text{ cm}^{-2}$).

Die Anzahl der ausgeheilten GOI-Defekte normiert auf 1 V Spannungsintervall ist in Abbildung 4.6 als Funktion der Impulsspannung dargestellt. Für alle drei verwendeten Impulsdauern wird ein Maximum der Ausheilung bei einer Spannung von etwa 20 V und ein weiteres Maximum bei Spannungen zwischen 25 und 32 V beobachtet. Dabei heilen bei einer Impulsdauer von 100 μs die meisten Defekte aus. Man würde jedoch erwarten, dass bei der größten Impulslänge auch die meisten Ausheilprozesse stattfinden. Eine mögliche Erklärung ist, dass es bereits während des 10 ms Impulses zum „Ausheilen“ einzelner

Defekte kommt. Dies würde bedeuten, dass ein Teil der durch einen Impuls erzeugten GOI-Defekte unmittelbar nach dem Impuls bereits wieder isoliert ist und so thermographisch überhaupt nicht nachgewiesen werden kann. Bei Anlegen nur eines Impulses könnte daher ein gewisser Prozentsatz der GOI-Defekte nicht detektiert werden.

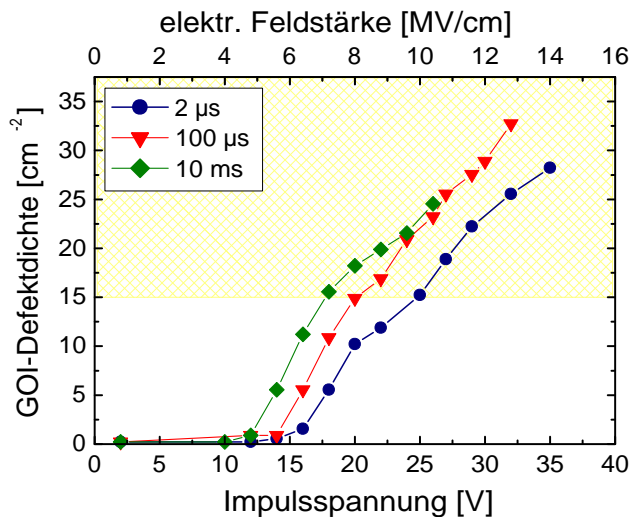


Abbildung 4.7: Mit Lock-in IR-Thermographie bestimmte GOI-Defektdichte cm^{-2} in Material A ($DD = 15 \dots 40 \text{ cm}^{-2}$).

Die Gesamtzahl der detektierten GOI-Defekte ergibt sich aus der Addition der nach einem bestimmten Spannungsimpuls sichtbaren (Abb. 4.4) und aller bis zu dieser Spannung ausgeheilten Defekte (Abb. 4.6). Dabei können jedoch nur die ausgeheilten GOI-Defekt berücksichtigt werden, die zuvor in mindestens einem Thermogramm der Spannungsreihe detektiert wurden. In Abbildung 4.7 ist die Gesamtzahl der detektierten GOI-Defekte als Funktion der Impulsspannung für die drei untersuchten Impulszeiten dargestellt. Für alle verwendeten Impulszeiten konnte eine gute quantitative Übereinstimmung der beobachteten GOI-Defektdichte mit den Ergebnissen des Standard Spannungsrampen GOI-Tests gefunden werden (markierter Bereich).

Die thermographisch bestimmten GOI-Defektdichten der Materialien B und C sind in Abbildungen 4.8 und 4.9 dargestellt. Das Aktivierungs- und Ausheilverhalten, das bei diesen Materialien beobachtet wurde, ist dem des Materials A sehr ähnlich. Daher wurde auf die Darstellung der Graphen verzichtet. Bei den Materialien B und C wurden, wie bereits bei Material A diskutiert, die größten Aktivierungsraten und auch die höchsten Ausheilraten von GOI-Defekten bei einer Impulsdauer von $100 \mu\text{s}$ und nicht etwa bei 10 ms nachgewiesen.

Der Vergleich der Abbildungen 4.7, 4.8 und 4.9 zeigt, dass für Material A und B die Kurven für alle drei Impulszeiten einen sehr ähnlichen Verlauf haben. Im Falle sehr niedri-

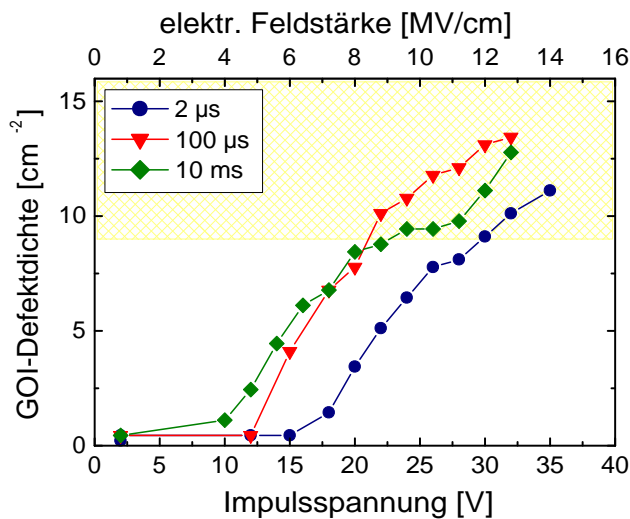


Abbildung 4.8: Mit Lock-in IR-Thermographie bestimmte GOI-Defektdichte cm^{-2} in Material B ($DD = 9 \dots 14 \text{ cm}^{-2}$).

ger Defektdichten (Material C) ergeben sich jedoch deutlich Unterschiede. Die Impulszeit von $2 \mu\text{s}$ ist offenbar nicht ausreichend, um im Material C alle Defekte zu aktivieren. Auch unter Verwendung eines 10 ms Impulses werden in diesem Material nicht alle vorhandenen GOI-Defekte nachgewiesen. Einige der durch den Impuls aktivierten GOI-Defekte heilen offenbar bereits während des Impulses wieder aus und können somit thermographisch nicht detektiert werden.

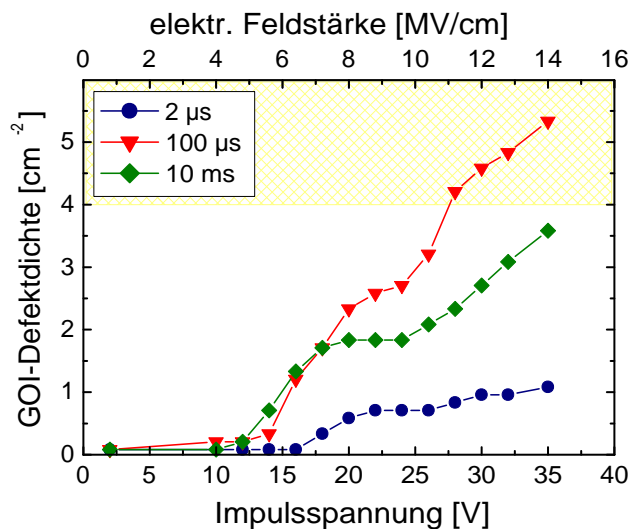


Abbildung 4.9: Mit Lock-in IR-Thermographie bestimmte GOI-Defektdichte cm^{-2} in Material C ($DD = 4 \dots 9 \text{ cm}^{-2}$).

Bei allen untersuchten Materialien ergab die Aktivierung mit einem Impuls von $100 \mu\text{s}$ die beste Übereinstimmung der thermographisch bestimmten GOI-Defektdichte mit den

aus Standardmessungen bekannten Werten. Man kann also davon ausgehen, dass bei dieser Impulsdauer der größte Teil aller GOI-Defekte aktiviert wird. Daher wird diese Impulsdauer in den weiteren Versuchen Verwendung finden.

4.3.2 Schädigungen an der Gate-Oberfläche in Abhängigkeit von der Impulsdauer

Wie bereits festgestellt wurde, kann das Anlegen von Spannungsimpulsen zum „Ausheilen“ von GOI-Defekten führen. Zur Klärung der Frage, ob dieses „Ausheilen“ tatsächlich mit einer Schädigung an der Oberfläche des Gatematerials verbunden ist, wurde das Gate von defektreichem Material (Material A) mit Rasterelektronenmikroskopie (REM) untersucht. Die Untersuchungen wurden an einem Standardtestfeld (8 mm^2) durchgeführt.

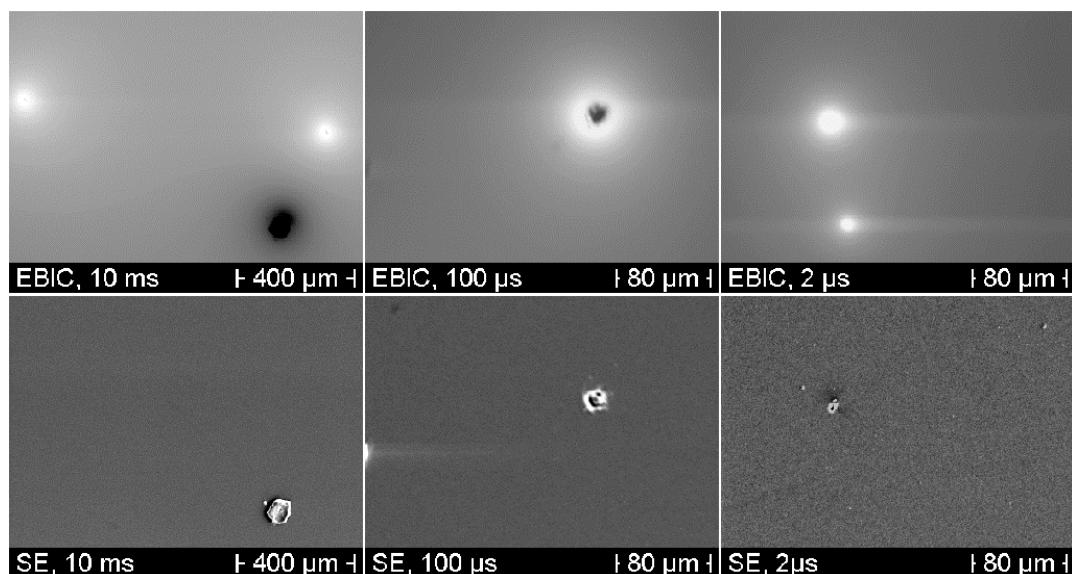


Abbildung 4.10: Schädigung an der Gate-Oberfläche nach verschiedenen Impulsen. Die oberen Abbildungen zeigen eine EBIC-Aufnahme und die unteren Abbildungen eine REM-Aufnahme der selben Probenstelle.

Abbildung 4.10 zeigt EBIC Aufnahmen (obere Abbildungen) und die korrespondierenden elektronenmikroskopischen Aufnahmen der Gate-Oberfläche nach Anlegen je eines Impulses mit einer Spannung von 25 V. Die Impulsdauer wurde wie angegeben variiert. Im EBIC-Modus wurden nach dem Impuls helle aber auch dunkle Bereiche detektiert. Dabei sind die hellen Bereiche (wie bereits gezeigt) den elektrisch aktiven GOI-Defekten zuzuordnen. An diesen Stellen konnten an der Gate-Oberfläche keine oder nur geringe strukturelle

Schädigungen nachgewiesen werden. Die dunklen Bereiche hingegen zeigen einen hohen Grad der strukturellen Zerstörung. Wahrscheinlich handelt es sich hierbei um ausgeheilte GOI-Defekte. Im mittleren oberen Bild der Abbildung 4.10 (EBIC-Aufnahme nach 100 μs Impuls) sieht man einen dunklen Bereich umgeben von einem hellen Ring. Das Zentrum des Defektes ist also offenbar zerstört, der Rand bleibt jedoch weiterhin elektrisch aktiv. Dieser GOI-Defekt kann daher weiterhin mit Thermographie detektiert werden.

Zusammenfassend kann man feststellen, dass das „Ausheilen“ von GOI-Defekten mit der strukturellen Zerstörung des Defektes einhergeht. Der Grad der Schädigung nimmt mit steigender Impulsdauer zu.

4.4 Mapping von GOI-Defekten über große Flächen

Der Vorteil der Lock-in IR-Thermographie gegenüber EBIC bzw. OBIC liegt darin, dass auch größere Proben untersucht werden können. In diesem Abschnitt wird gezeigt, wie die Lock-in IR-Thermographie zur Untersuchung der örtlichen Verteilung von GOI-Defekten auch über ganze Wafer eingesetzt werden kann.

Aus praktischen Gründen wurden zunächst Versuche an in Viertel gebrochenen Wafern durchgeführt. Dabei wurde, ohne dass ein Impuls zum Durchbrechen der GOI-Defekte angelegt wurde, an den unteren Rändern des gelieferten Wafermaterials ein starker Stromfluss beobachtet. Diese niederohmigen Kontakte des Poly-Siliziums zum Silizium-Substrat wirken sich sehr störend bei thermographischen Untersuchungen aus. Die elektrisch leitende Verbindung von der Vorder- und der Rückseite der gelieferten Wafer entstand offenbar beim Bedampfen der Waferrückseite mit Aluminium. Um von vornherein den Stromfluss im unteren Waferrandbereich zu vermeiden, wurde bei den hier untersuchten Wafer das aufgedampfte Aluminium durch Ätzen im Randbereich (ca. 5mm) entfernt.

Für die Abbildung von GOI-Defekten auf großen Flächen wurden 2 ganzflächig MOS-strukturierte 200 mm Wafer mit sehr niedriger Defektdichte ($DD < 1 \text{ cm}^{-2}$) verwendet. Es handelt sich dabei um einen Wafer (Material 1) mit einer homogenen Defektverteilung und um einen sogenannten Ringwafer (Material 2), bei dem die GOI-Defekte nur im Zentrum des Wafers auftreten [Hub01b]. Jedes Viertel wurde für sich untersucht und Impulse einer Spannung von 10, 15, 20, 25 und 30 V an die Proben angelegt. Die Impulsdauer betrug 100 μs . Nach jedem Impuls wurde ein Thermogramm aufgenommen. Dabei wurde eine Messspannung von 2 V und eine Frequenz von 13 Hz verwendet. Die Messdauer betrug 120 s.

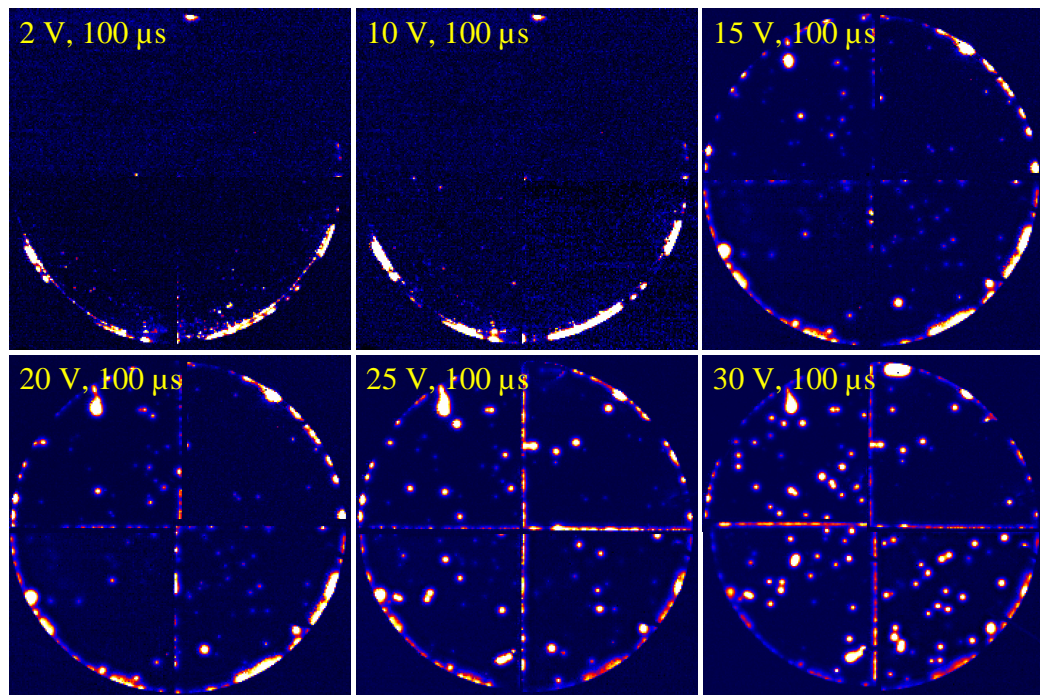


Abbildung 4.11: Thermographische Aufnahmen des Materials 1 nach Anlegen von Impulsen der angegebenen Parameter. Die GOI-Defektdichte schwankt großflächig.

Abbildung 4.11 zeigt die nach jedem Impuls aufgenommenen und wieder zu dem Bild eines ganzen Wafers zusammengesetzten Thermogramme des Materials 1. Es wurden nur sehr wenige A-Mode (Abb. links oben) Defekte beobachtet. Bereits nach Anlegen eines Impulses von 10 V konnten jedoch durchgebrochene B-Mode GOI-Defekte nachgewiesen werden. Die Defektdichte zeigt auch nach Anlegen eines Impulses von 30 V und 100 μs keine radiale Abhängigkeit. Dennoch lassen sich großflächige Schwankungen beobachten. So wurde im oberen rechten Quadranten ein großer defektfreier Bereich gefunden, indem nur halb so viele Defekte lokalisiert wurden wie in den anderen drei Wafervierveln. Durch Auszählen der sichtbaren GOI-Defekte auf der gesamten Waferfläche wurde eine GOI-Defektdichte von $DD = 0,36 \text{ cm}^{-2}$ bestimmt.

Die bei der Untersuchung des Materials 2 aufgenommenen Thermogramme sind in Abbildung 4.12 dargestellt. Bereits nach Anlegen eines Impulses von 10 V konnten die ersten durchgebrochenen GOI-Defekte beobachtet werden. Diese sind hauptsächlich im linken oberen Quadranten lokalisiert, also nicht gleichverteilt. Bei Erhöhung der Impulsspannung auf 20 V bzw. auf 25 V wurde eine weitere Gruppe von Defekten im Zentrum des Wa-

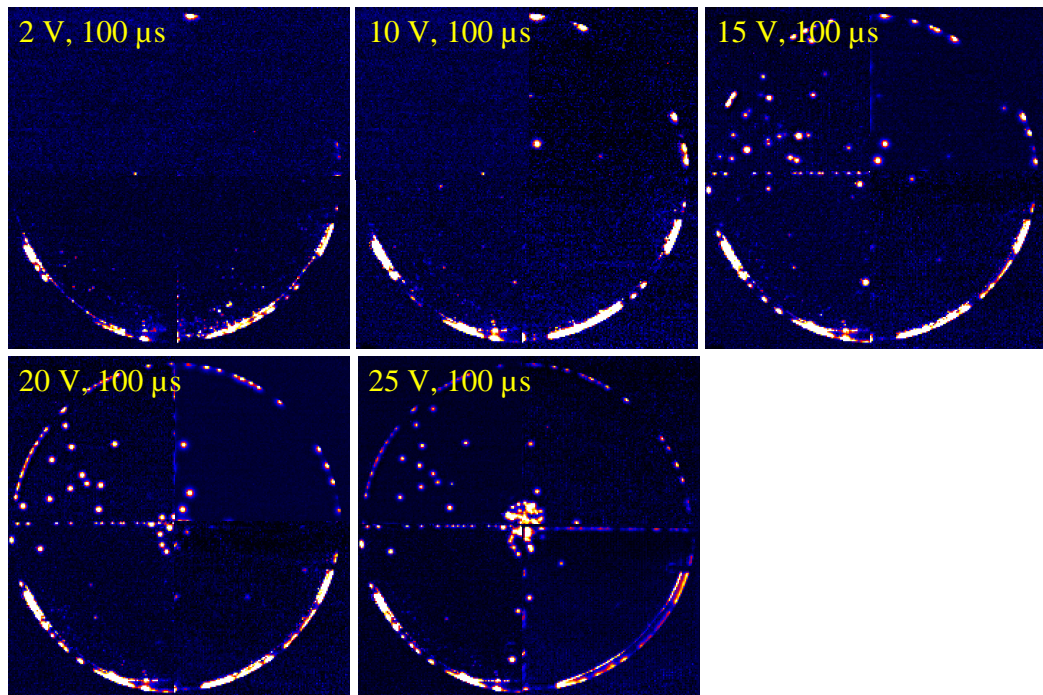


Abbildung 4.12: Thermographische Aufnahmen des Materials 2 nach Anlegen von Impulsen der angegebenen Parameter. Ein starke radiale Abhängigkeit der GOI-Defektdichte wird beobachtet.

fers sichtbar. Diese Gruppe füllt einen Kreis mit dem Radius von etwa $1 \dots 1,5$ cm aus. In diesem inneren Kreis wurde eine sehr hohe Defektdichte von $DD > 30 \text{ cm}^{-2}$ gemessen, während die GOI-Defektdichte außerhalb dieses Bereiches $DD < 0,1 \text{ cm}^{-2}$ betrug. Bei diesem Material konnte also eine ausgeprägte radiale Abhängigkeit der GOI-Defektdichte beobachtet werden. Bedingt durch die hohe Defektdichte im Zentrum des Wafers war das Material nach diesem Impuls sehr niederohmig. Es gelang daher nicht, noch höhere Spannungen anzulegen.

4.5 Zusammenfassung/Diskussion

In diesem Kapitel wurde gezeigt, dass sich GOI-Defekte mit Hilfe der Lock-in IR-Thermographie abbilden lassen. Es wurde eine Methode entwickelt, mit der sich in der zu untersuchenden Probe nahezu alle vorhandenen GOI-Defekte aktivieren lassen. Die thermographisch bestimmten GOI-Defektdichten der untersuchten Materialien stimmen gut mit den durch elektrische Messungen bekannten Werten überein. In den Abbildungen

4.7, 4.8 und 4.9 wurde ein kontinuierliches Ansteigen der GOI-Defektdichte mit steigender Impulsspannung beobachtet. Daher muss man bei Angabe der thermographisch bestimmten GOI-Defektdichte auch die Impulsspannung angeben, die zur Aktivierung der GOI-Defekte verwendet wurde.

Bei den durchgeführten thermographischen Untersuchungen wurde beobachtet, dass sich einzelne aktive GOI-Defekte nach Anlegen eines weiteren Spannungsimpulses nicht mehr thermographisch nachweisen lassen. In der Literatur wird dieses Verhalten als „Ausheilen“ [Yam83] bezeichnet. Es konnte gezeigt werden, dass das „Ausheilen“ durch das lokale Wegplatzen des Gatematerials also durch die strukturelle Zertsörung der MOS-Struktur verursacht wird. Daher ist der Begriff „Ausheilen“ in diesem Zusammenhang irreführend.

In diesem Kapitel wurde die Lock-in IR-Thermographie zum ersten Mal für die großflächige Abbildung von GOI-Defekten eingesetzt. Dabei wurden signifikante Inhomogenitäten in der Defektverteilung beobachtet, von denen die Defekthäufung in der Wafermitte des Materials 2 die bemerkenswerteste ist. Dieser Wafer wurde nicht im Leerstellenregime gezogen, sondern mit einer langsameren Ziehgeschwindigkeit, so dass der OSF-Ring im Waferinneren liegt. Ein solcher Wafer wird als Ringwafer bezeichnet. Mit Hilfe der thermographischen Abbildung von GOI-Defekten lässt sich die Dimension des leerstellenreichen Gebietes und die Lage des OSF-Ringes bestimmen.

5 Durchbruchverhalten von Gateoxiden: Einfluss eingewachsener Defekte und metallischer Verunreinigungen.

In diesem Kapitel wird zunächst der intrinsische Durchbruch untersucht, d.h. das elektrische Verhalten von „idealen“ SiO_2 Filmen wird charakterisiert. Dazu wurde FZ-Silizium mit einer sehr geringen GOI-Defektdichte, also nahezu defektfreies Material, verwendet. Im zweiten Abschnitt werden Untersuchungen an Cz-Silizium beschrieben, die durchgeführt wurden, um den Einfluss eingewachsener Defekte auf das Durchbruchverhalten von Gateoxiden zu studieren. Im dritten Abschnitt wird der Einfluss metallischer Verunreinigungen sowohl in FZ- als auch Cz-Silizium untersucht. Dazu wurden beide Materialien mit Kupfer und mit Nickel kontaminiert.

5.1 Übersicht der untersuchten Materialien

Insgesamt wurden 9 FZ- und 9 Cz-Wafer untersucht, die jeweils in drei Gruppen (FZ: Gruppe 1-3; Cz: Gruppe 4-6) mit je 3 Wafern unterteilt wurden (siehe Tab. 5.1). Es handelt sich dabei um 200 mm (Cz-Si) bzw. um 150 mm (FZ-Si) Wafer aus p-Substrat mit einer spezifischen Leitfähigkeit von 8...12 Ωcm . Die Wafer der Gruppe 1 dienten der Untersuchung des intrinsischen Durchbruchs. Die Wafer der Gruppe 4 wurden für die Untersuchung des Einflusses eingewachsener Defekte auf das Durchbruchverhalten verwendet. Zur Untersuchung des Einflusses metallischer Verunreinigungen wurden die Wafer der Gruppen 2 und 5 mit Kupfer und die Wafer der Gruppen 3 und 6 mit Nickel kontaminiert. Dies geschah durch Aufschleudern einer speziellen Lösung, die Kupfer bzw. Nickel enthielt. Dabei wurden je 1×10^{12} Atome/ cm^2 aufgebracht. Die als Referenzmaterial dienenden Wafer der Gruppen 1 und 4 wurden mit einer Blindlösung behandelt, die keine metallischen Verunreinigungen enthielt. Anschließend wurden alle Wafer bei einer Temperatur von 850 °C für 30 min

getempert, um die metallischen Verunreinigungen einzudiffundieren. Im Anschluss daran wurde das 25 nm dicke Gateoxid in einem Trockenoxidations-Prozess bei einer Temperatur von 900 °C für ca. 90 min gewachsen. Auf diesem Gateoxid wurde eine 400 nm dicke Schicht n^{++} Poly-Silizium abgeschieden. Die Abscheidung erfolgte bei einer Temperatur von 620 °C in ca. 60 min. Als letzter Prozess erfolgte die Dotierung des Poly-Siliziumgates durch eine Phosphor-Diffusion bei 900 °C für ca. 60 min.

Von den 3 in jeder Gruppe vorhandenen Wafern erhielten 2 Wafer ein homogenes großflächiges Gate (gesamte Waferfläche). Sie wurden in dieser Arbeit für thermographische Untersuchungen verwendet. Das Gate des dritten Wafers jeder Gruppe wurde mit Standard-Teststrukturen versehen und die GOI-Defektdichten in diesen Materialien bei der Wacker Siltronic AG mit dem Stromrampenverfahren bestimmt.

Tabelle 5.1: Überblick über die untersuchten Materialien.

Gruppe	Material	Kontamination	GOI-Defektdichte	Probengröße (Thermographie)	untersuchte Fläche
1	FZ	unkontaminiert	0,7	4 × 4 cm ²	3,3 × 3,3 cm ²
2	FZ	Kupfer	13,7	3 × 3 cm ²	2 × 2 cm ²
3	FZ	Nickel	>57,6	2 × 2 cm ²	1 × 1 cm ²
4	Cz	unkontaminiert	19,1	3 × 3 cm ²	2 × 2 cm ²
5	Cz	Kupfer	17,3	3 × 3 cm ²	2 × 2 cm ²
6	Cz	Nickel	>66,2	2 × 2 cm ²	1 × 1 cm ²

Tabelle 5.1 gibt einen Überblick über die untersuchten Materialien und die von der Wacker Siltronic AG angegebenen GOI-Defektdichten [Hub01c]. Die dabei gewonnenen Messergebnisse werden als Vergleichswerte für die in thermographischen Messungen bestimmten GOI-Defektdichten verwendet.

5.2 Vorgehensweise

Als erstes wurden thermographische Untersuchungen zur Bestimmung der GOI-Defektdichte und des Durchbruchverhaltens aller Materialien (wie in Kapitel 4 beschrieben) durchgeführt. Dazu wurde jeweils einer der beiden unstrukturierten Wafer aus jeder Gruppe verwendet. Aus diesem Wafer wurden entsprechend der im Stromrampenverfahren bestimmten GOI-Defektdichte verschieden große Proben gebrochen. An die Proben wurden Spannungsimpulse mit einer Impulsdauer von 100 µs angelegt und nach jedem dieser

Impulse ein Thermogramm aufgenommen. Die Höhe der angelegten Spannungsimpulse wurde in 2 V Schritten von 10 bis auf 26 V erhöht und die Anzahl der detektierten GOI-Defekte nach jedem Impuls bestimmt. Das Ergebnis dieser Untersuchungen ist die thermographisch detektierte GOI-Defektdichte in Abhängigkeit von der Höhe der angelegten Impulsspannung.

Im Anschluss an die Bestimmung der GOI-Defektdichte wurde der zweite unstrukturierte Wafer aus jeder Gruppe dazu verwendet, die GOI-Defekte mit Hilfe der Lock-in IR-Thermographie großflächig abzubilden und so die GOI-Defektverteilung zu ermitteln. Das Gate des untersuchten Wafers wurde dazu ganzflächig mit einer Nickelfolie kontaktiert, und verschiedene Spannungsimpulse zum Aktivieren der GOI-Defekte an den gesamten Wafer angelegt. Nach jedem dieser Impulse wurde ein Thermogramm des Wafers aufgenommen und damit die GOI-Defektverteilung abgebildet.

Zur detaillierten Untersuchung des Durchbruchverhaltens wurden elektrische Messungen an dem dritten und standardstrukturierten Wafer (Gatefläche zwischen $0,01$ und 8 mm^2) aus jeder Gruppe durchgeführt. Einzelne Testfelder (nur 8 mm^2) wurden durch Aufsetzen einer Bronzenadel kontaktiert und über einen Vorwiderstand von $R = 1 \text{ G}\Omega$ eine Spannung angelegt. Diese Spannung wurde langsam bis zum Durchbruch erhöht. Im Gegensatz zu den thermographischen Untersuchungen wurde hier der Durchbruch unter quasi stationären Bedingungen durchgeführt. Der Strom wurde dabei durch den Vorwiderstand auf etwa $I_{max} = 25 \text{ nA}$ begrenzt. Das Ergebnis dieser Untersuchungen ist eine Darstellung der kumulativen Frühausfälle, d.h. des prozentualen Anteils von durchgebrochenen Testfeldern als Funktion der Durchbruchsspannung. Daraus lassen sich statistische Aussagen über die Spannungsfestigkeit des Oxides machen. Diese Ergebnisse sind zumindest teilweise mit den Ergebnissen der thermographischen Untersuchungen vergleichbar.

Neben dem Durchbruchverhalten wurde auch das Auftreten des FN-Tunnelstromes untersucht. Die I-U-Kennlinien von Standardtestfeldern aller Materialien wurden aufgenommen. Dieser Strom ist von hoher Bedeutung, da er in allen Fällen nach einigen Minuten zum elektrischen Durchbruch des gestressten Feldes führte und die eigentliche Ursache für den intrinsischen Durchbruch darstellt.

5.3 Der intrinsische Durchbruch und der Einfluss eingewachsener Defekte

Für die Untersuchung des intrinsischen Durchbruchs und des Einflusses eingewachsener Defekte wurde zunächst die GOI-Defektdichte des FZ- und des Cz-Materials (mit Blindlösung behandelt) in thermographischen Untersuchungen bestimmt.

Thermographische Untersuchungen

Die Anzahl der thermographisch detektierten GOI-Defekte als Funktion der angelegten Impulsspannung für FZ- und Cz-Material ist in Abbildung 5.1 dargestellt.

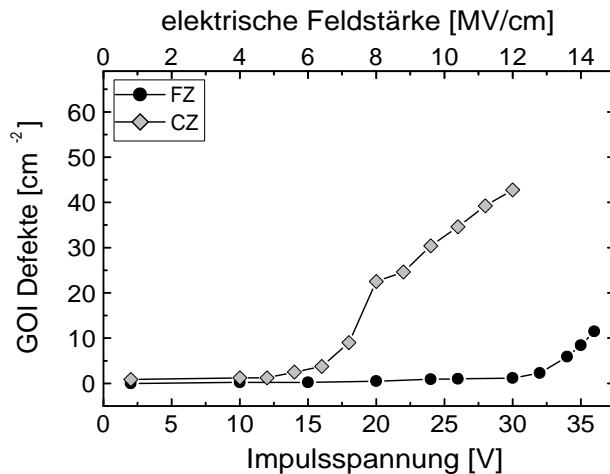


Abbildung 5.1: Thermographisch bestimmte GOI-Defektdichte für FZ- und Cz-Material (Blindlösung). Der Einfluss eingewachsener Defekte im Cz-Material auf das Durchbruchverhalten ist deutlich zu erkennen. Der intrinsische Durchbruch beginnt bei 12 MV/cm.

Im FZ-Material wurden wie erwartet nur sehr wenige GOI-Defekte beobachtet. Nach Anlegen eines Impulses von $U = 24 \text{ V}$ wurde in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen des Stromrampenverfahrens eine GOI-Defektdichte von $DD = 0,9 \text{ cm}^{-2}$ gemessen. Erst ab Spannungen von $U = 30 \text{ V}$ ($E = 12 \text{ MV/cm}$) wurde ein deutliches Ansteigen der Anzahl der detektierten GOI-Defekte beobachtet, das auf das Einsetzen des intrinsischen Durchbruchs zurückzuführen ist. Ein deutlich anderes Verhalten konnte beim Cz-Material beobachtet werden. Hier wurde bereits bei Spannungen von $U = 14 \text{ V}$ das Durchbrechen von GOI-Defekten beobachtet. Nach dem Anlegen eines Impulses von $U = 24 \text{ V}$ wurde eine GOI-Defektdichte von $DD = 30,4 \text{ cm}^{-2}$ gemessen. Die thermographisch bestimmte GOI-Defektdichte liegt damit etwas höher als die im Stromrampenverfahren bestimmte GOI-Defektdichte von $DD = 19,1 \text{ cm}^{-2}$. Auf Grund der Niederohmigkeit der untersuchten

Proben nach einem Spannungsimpuls von 30 V gelang es nicht, noch höhere Spannungen anzulegen.

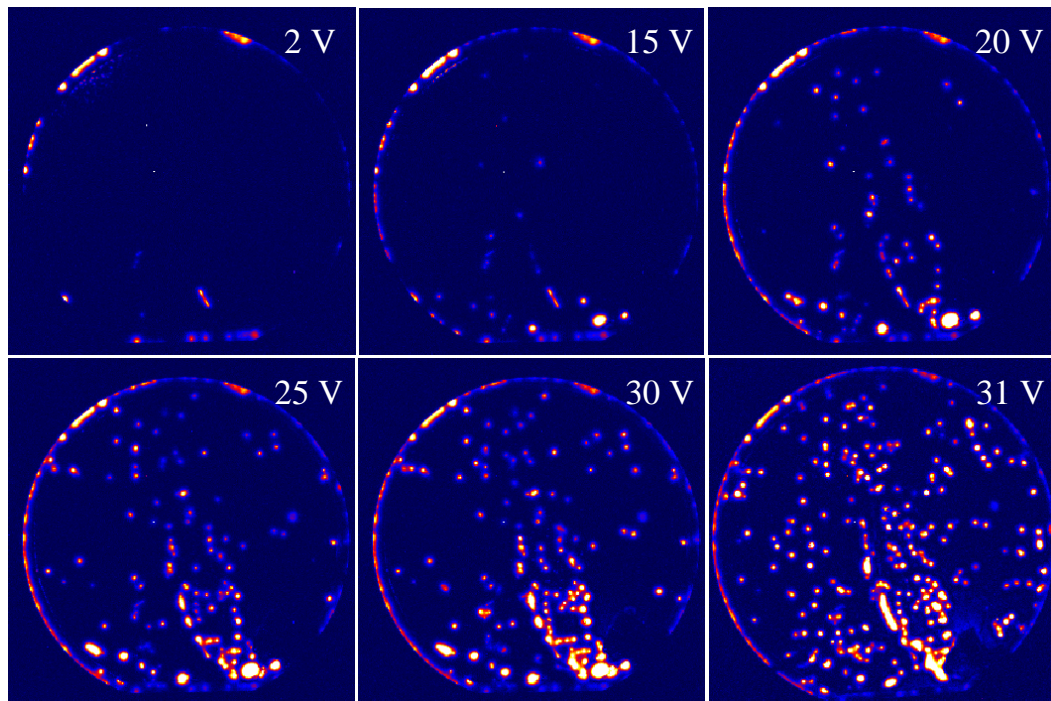


Abbildung 5.2: Thermographische Abbildung des FZ-Materials nach Anlegen verschiedener Spannungsimpulse. Die beobachtete GOI-Defektverteilung ist inhomogen.

Im Anschluss an die Bestimmung der GOI-Defektdichte wurde die Defektverteilung über den gesamten FZ- und Cz-Wafer untersucht. Abbildung 5.2 zeigt die thermographischen Aufnahmen des FZ-Materials nach Anlegen verschiedener Spannungsimpulse. Bereits ohne das Anlegen eines Impulses sind einige wenige Defekte im Waferinneren zu beobachten (Aufnahme links oben). Erst ab Spannungen von $U = 15 \text{ V}$ werden weitere GOI-Defekte aktiviert. Das nach dem Impuls von $U = 10 \text{ V}$ aufgenommene Thermogramm ist aus diesem Grund nicht dargestellt. Die Defektverteilung ist bei Spannungen von $U = 20 \dots 30 \text{ V}$ inhomogen. Defekte werden nur in einem Band, das quer von rechts unten nach links oben über den Wafer läuft aktiviert. Aus dem Thermogramm, das nach Anlegen des Impulses von $U = 25 \text{ V}$ aufgenommen wurde, konnte auf einer zentralen Fläche von $10 \times 10 \text{ cm}^2$ durch Auszählen aller detektierten GOI-Defekte die Defektdichte von $DD = 0,82 \text{ cm}^{-2}$ bestimmt werden. Nach Anlegen einer Impulsspannung von $U = 31 \text{ V}$ wird die Defektverteilung im wesentlichen homogen.

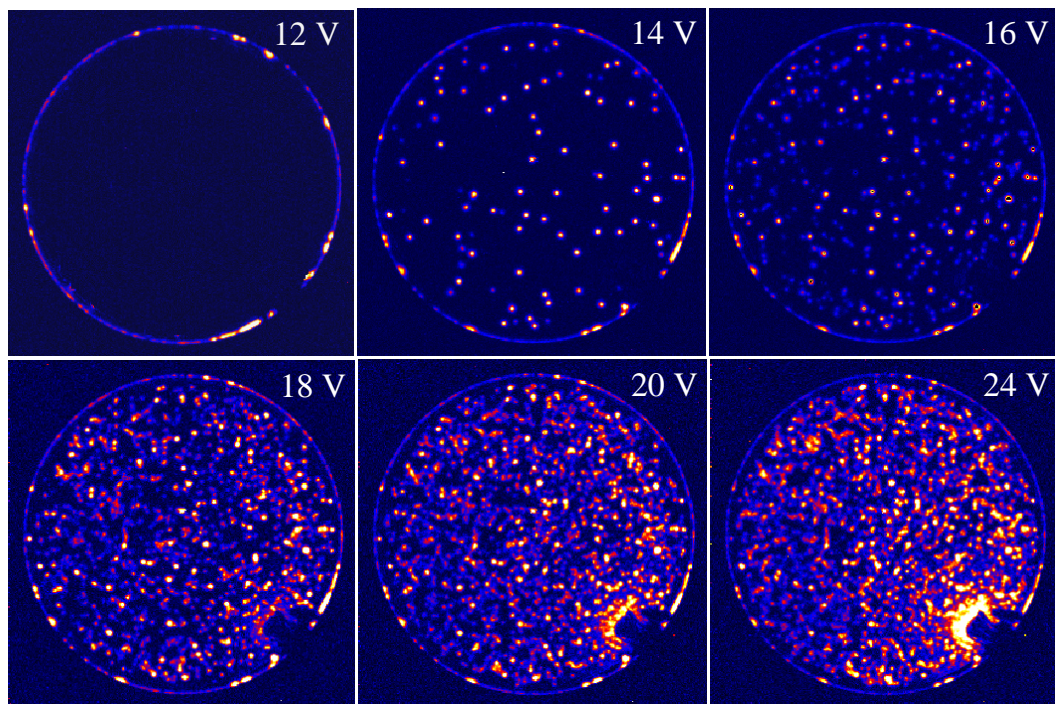


Abbildung 5.3: Thermographische Abbildung des Cz-Materials nach Anlegen verschiedener Spannungsimpulse. Es wurde eine homogene Defektverteilung beobachtet.

Abbildung 5.3 zeigt die thermographischen Aufnahmen des Cz-Materials nach Anlegen verschiedener Spannungsimpulse. Bis zu einer Impulsspannung von $U = 12 \text{ V}$ wurden keine Defekte im Waferinneren beobachtet. Erst ab angelegten Spannungsimpulsen von $U = 14 \text{ V}$ wurden GOI-Defekte aktiviert. Deutlich zu sehen ist, dass es sich um eine homogene Defektverteilung handelt. Der scheinbare Anstieg der Defektdichte in der Nähe der Strom-Einspeisung ist eine Folge des Serienwiderstandes der kontaktierenden Metallfolie.

Vergleicht man die Ergebnisse der thermographischen Untersuchungen des FZ-Materials mit denen des Cz-Materials (insbesondere Abbildung 5.2 und Abbildung 5.3), so stellt man fest, dass beim FZ-Material eine höhere Anzahl an A-Mode GOI-Defekten als beim Cz-Material beobachtet wurde. Es handelt sich dabei jedoch nur um sehr wenige Defekte. Weiterhin ist der deutliche Einfluss eingewachsener Defekte anhand der erhöhten B-Mode GOI-Defektdichte im Cz-Material beobachtbar. Diese GOI-Defekte sind homogen über den gesamten Wafer verteilt, woraus man schließen kann, dass auch die eingewachsenen Defekte homogen verteilt sind. Die beim FZ-Material detektierten B-Mode GOI-Defekte sind nicht homogen verteilt. Es läßt sich daher vermuten, dass hier

für die lokale Reduzierung der Spannungsfestigkeit des Oxides andere Ursachen als eingewachsene Defekte vorliegen. Dabei könnte es sich z.B. um eine lokale Kontamination oder um Polierschäden handeln. Die genaue Ursache läßt sich jedoch anhand der Untersuchung nur eines Wafers nicht ermitteln.

Im Anschluss an die beschriebenen thermographischen Untersuchungen sollen die Vorgänge beim Durchbruch des Gateoxides detailliert betrachtet werden.

Elektrische Messungen

Einzelne Standardtestfelder wurden hinsichtlich ihres Durchbruchverhaltens unter stationären Bedingungen im strombegrenzten Modus untersucht. Die Standardtestfelder wurden durch eine Bronzenadel kontaktiert und über einen Vorwiderstand von $R = 1\text{G}\Omega$ wurde eine langsam ansteigende Spannung angelegt.

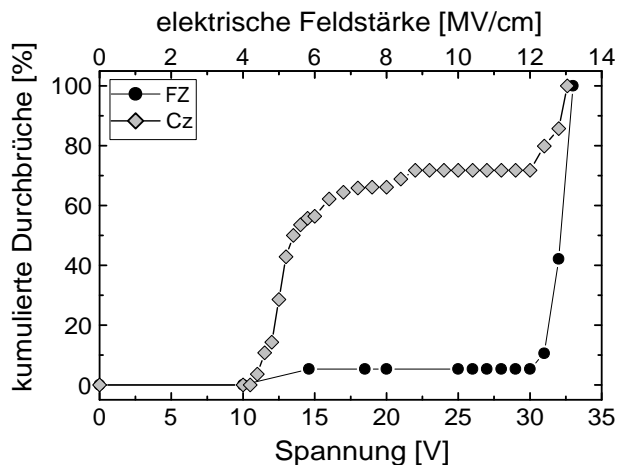


Abbildung 5.4: Anzahl der durchgebrochenen Testfelder in Prozent.

Der prozentuale Anteil von durchgebrochenen Testfeldern als Funktion der Durchbruchsspannung ist in Abbildung 5.4 für die untersuchten Materialien dargestellt. Für die Untersuchung des FZ-Materials wurden insgesamt 17 Standardtestfelder verwendet. Nur bei einem Standardtestfeld wurde der elektrische Durchbruch bei einer Spannung von $U = 14,6\text{ V}$ beobachtet. Die anderen 16 Standardtestfelder brachen im intrinsischen Spannungsbereich von $U = 31 \dots 33,6\text{ V}$ durch. Beim Cz-Material wurden 47 Standardtestfelder getestet. Bei etwa 65 % dieser Standardtestfelder wurde der elektrische Durchbruch in einem eng begrenzten Spannungsbereich zwischen $U = 11 \dots 16\text{ V}$ beobachtet.

I-U-Kennlinie einzelner Testfelder

Die I-U-Kennlinien einzelner Testfelder des FZ- und des Cz-Materials wurden in Akkumulation aufgenommen. Beim Cz-Material konnte der FN-Tunnelstrom nur in Standardtestfeldern, die bei einer Spannung von $U = 18 \text{ V}$ noch nicht durchgebrochen waren, beobachtet werden.

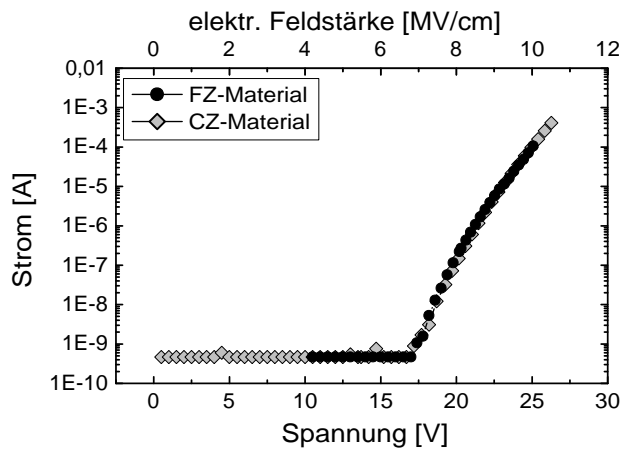


Abbildung 5.5: FN-Tunnelstrom einzelner Testfelder des FZ-Materials im Vergleich zum Cz-Material bei Abwesenheit von Defekten im Testbereich.

Aus Abbildung 5.5 zeigt die I-U-Kennlinien einzelner Testfelder des FZ und des Cz-Siliziums. Das Einsetzen des FN-Tunnelstromes wurde bei Spannungen von $U = 18 \text{ V}$ beobachtet. Es ist ersichtlich, dass bei Abwesenheit eines eingewachsenen Defektes in einem Testfeld, der Tunnelstrom durch das Oxid beim Cz-Material dem beim FZ-Material identisch ist.

Die in Abbildung 5.4 dargestellte Kurve sowie das beobachtete Einsetzen des FN-Tunnelstromes (Abbildung 5.5) dokumentieren das typische Durchbruchverhalten von defektfreiem SiO_2 . Man kann feststellen, dass das Vorhandensein eines eingewachsenen Defektes in einem der untersuchten Testfelder zu einer Verminderung der Spannungsfestigkeit des Gateoxides auf Spannungen von $U = 11 \dots 16 \text{ V}$ führt. Dies entspricht einer Feldstärke von $E = 4,4 \dots 6,4 \text{ MV/cm}$.

Im Kapitel 8 werden weiterführende Untersuchungen zur strukturellen Analyse der eingewachsenen Defekte beschrieben. Zunächst soll jedoch der Einfluss metallischer Verunreinigungen auf den intrinsischen Durchbruch beschrieben werden.

5.4 Metallische Verunreinigungen

Cz-Silizium enthält metallische Verunreinigungen nur in sehr geringem Maße. Im FZ-Material ist deren Konzentration noch geringer. Dennoch können metallische Verunreinigungen vor allem Eisen, Kupfer aber auch Nickel während späterer Produktionsprozesse in das Halbleiter-Bauelement gelangen. Es ist deshalb wichtig zu wissen, welchen Einfluss diese Verunreinigungen auf die Eigenschaften des Halbleiter-Bauelementes hat. Dabei ist sowohl die Spannungsfestigkeit des isolierenden Gateoxides als auch der Einfluss der metallischen Verunreinigung auf den Tunnelstrom durch das Gateoxid von besonderem Interesse.

5.4.1 Einfluss auf den intrinsischen Durchbruch

In diesem Abschnitt wird der Einfluss von Kupfer und Nickel auf den elektrischen Durchbruch von Gateoxiden im FZ-Material untersucht. Dazu wurden die Materialien der Gruppen 2 und 3 verwendet.

Thermographische Untersuchungen

Die Messergebnisse der kontaminierten Wafer werden im Vergleich zum unkontaminierten FZ-Material dargestellt und diskutiert.

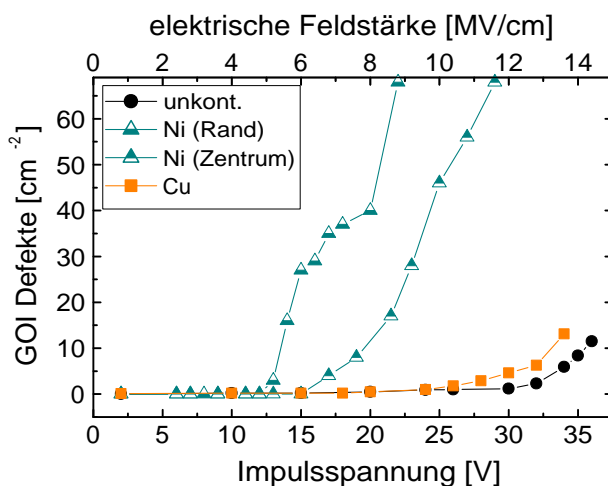


Abbildung 5.6: Thermographisch bestimmte GOI-Defektdichte für FZ-Materialien. Beim mit Nickel kontaminierten Material wurden deutliche Unterschiede zwischen Proben aus der Wafermitte und Proben vom Rand beobachtet.

Die Anzahl der thermographisch detektierten GOI-Defekte als Funktion der angelegten Impulsspannung ist für alle drei FZ-Materialien in Abbildung 5.6 dargestellt. Das unkontaminierte FZ-Material wurde bereits in Abschnitt 5.3 diskutiert. Im Folgenden wird der

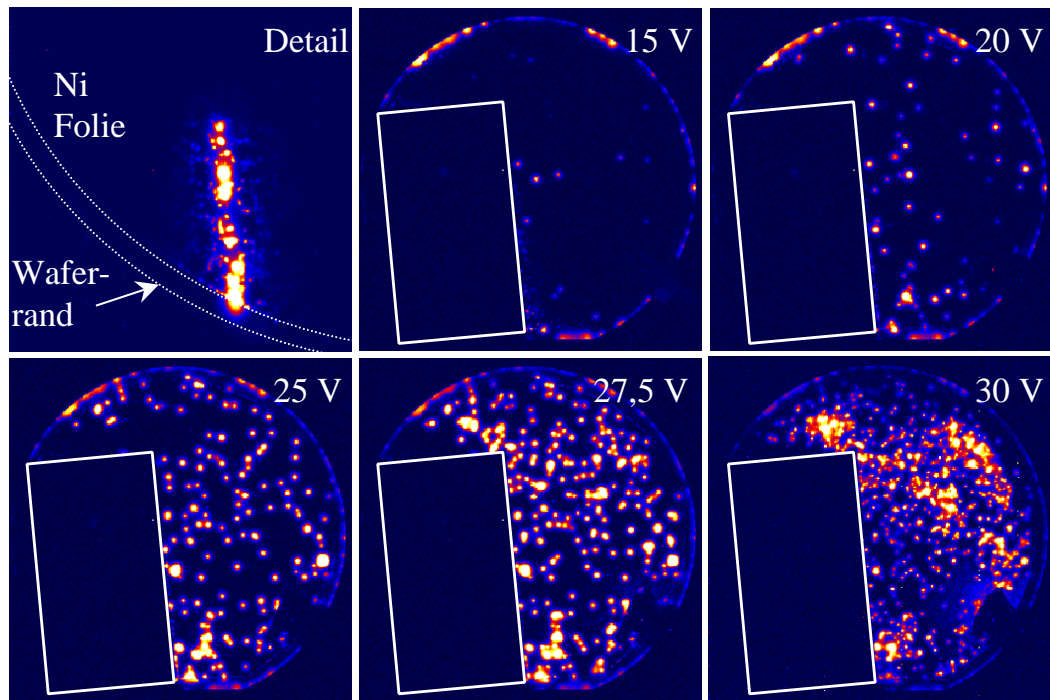


Abbildung 5.7: Thermographische Abbildung des mit Kupfer kontaminierten FZ-Materials nach Anlegen verschiedener Spannungsimpulse. Im markierten Bereich wurde der Stromfluss durch eine Isolation unterbrochen (siehe Text).

Einfluss des Kupfers betrachtet. Die GOI-Defektdichte im mit Kupfer kontaminierten Material ist im Vergleich zum unkontaminierten Material nur leicht erhöht. Es wurde beobachtet, dass GOI-Defekte in diesem Material erst ab Spannungen von $U = 20 \text{ V}$ durchbrachen. Nach dem Anlegen eines Spannungsimpulses von $U = 24 \text{ V}$ wurde eine GOI-Defektdichte von $DD = 1 \text{ cm}^{-2}$ bestimmt. Dieser Wert liegt deutlich unter der im Stromrampenverfahren bestimmten Defektdichte von $DD = 13,7 \text{ cm}^{-2}$. Erst nach einem Impuls von $U = 34 \text{ V}$ ist die Anzahl der thermographisch detektierten Defekte auf $DD = 12,9 \text{ cm}^{-2}$ gestiegen.

Die thermographische Abbildung der GOI-Defektverteilung in dem mit Kupfer kontaminierten Wafer ist in Abbildung 5.7 nach Anlegen von verschiedenen Spannungsimpulsen dargestellt. Bereits ohne das Anlegen eines Impulses wurden linienförmig angeordnete Defekte beobachtet (Detailaufnahme links oben). Derartige starke lokale Erhöhungen der GOI-Defektdichte sind mit dem Stromrampenverfahren nicht detektierbar und wurden im Rahmen dieser Untersuchungen zum ersten mal direkt abgebildet. Als Ursache dieser GOI-Defekte konnte eine Schädigungen (Kratzer) auf der Waferoberfläche verantwortlich ge-

macht werden, die in ihrer Form den thermographisch abgebildeten Defekten glichen siehe Abb. 5.9. Die thermographisch abgebildeten GOI-Defekte verursachten den niederohmigen Kurzschluss des Poly-Siliziums mit dem Wafermaterial, so dass zur weiteren Untersuchung des Wafers der Bereich um diese Defekte großflächig isoliert werden musste. Dazu wurde der elektrische Kontakt des Wafers zur Nickelfolie durch einen Papierstreifen unterbrochen (Rechteck). Bei Anlegen von Impulsspannungen an den verbleibenden Teil des Wafers, wird ab einer Spannung von $U = 15 \text{ V}$ das Durchbrechen von GOI-Defekten beobachtet. Mit ansteigender Impulsspannung werden mehr und mehr Defekte detektiert. Dabei wurde zumindest bis Impulsspannungen von $U = 27,5 \text{ V}$ eine homogene Defektverteilung beobachtet. Nach dem Impuls von $U = 30 \text{ V}$ war der Wafer so niederohmig, dass keine höhere Impulsspannung angelegt werden konnte.

Es wurde beobachtet, dass die Verunreinigung mit Kupfer nur einen geringen Einfluss auf die GOI-Defektdichte hat.

Im Gegensatz zur Kupferkontamination zeigte die Untersuchung des mit Nickel kontaminierten FZ-Materials ein deutlich verändertes Durchbruchverhalten. In Abbildung 5.6 sind zwei Kurven für dieses Material abgebildet, da erhebliche Unterschiede im Durchbruchverhalten zwischen Proben vom Waferrand und Proben aus dem Zentrum des Wafers beobachtet wurden. Es ist zu erkennen, dass in Proben vom Rand des Wafers GOI-Defekte ab Spannungen von $U = 14 \text{ V}$ aktiviert werden, während dies bei Proben aus dem Zentrum des Wafers erst ab einer Spannung von $U = 16 \text{ V}$ geschieht. Nach Anlegen eines Spannungsimpulses von $U = 22 \text{ V}$ (bzw. $U = 28 \text{ V}$ im Zentrum) wurde jedoch eine identische GOI-Defektdichte von $DD = 68 \text{ cm}^{-2}$ gemessen. Danach war die jeweilige Probe so niederohmig, dass es nicht gelang, noch höhere Spannungen anzulegen.

Abbildung 5.8 zeigt die thermographischen Aufnahmen des mit Nickel kontaminierten FZ-Wafers. Ohne Anlegen eines Impulses wurden auch hier linienförmig angeordnete Defekte beobachtet (Detailaufnahme links oben). Auch in diesem Fall konnten Schädigungen (Kratzer) auf der Waferoberfläche als Ursache erkannt werden. Abbildung 5.9 zeigt optische Aufnahmen der Waferoberfläche des mit Kupfer (links) und des mit Nickel (rechts) kontaminierten FZ-Wafers. Die Kratzer auf der Waferoberfläche haben dieselbe Form, wie die thermographisch abgebildeten Defekte, sind jedoch viel schmäler.

Die detektierten GOI-Defekte machten den untersuchten Wafer sehr niederohmig, so dass zur weiteren Verwendung des Wafers der Bereich um diese Defekte großflächig isoliert werden musste, was wieder durch einen Papierstreifen geschah (Rechteck). Bei Anlegen von Impulsspannungen an den verbleibenden Teil des Wafers, wird beginnend ab einer Spannung von $U = 12 \text{ V}$ das Durchbrechen von Defekten im Randbereich des Wafers be-

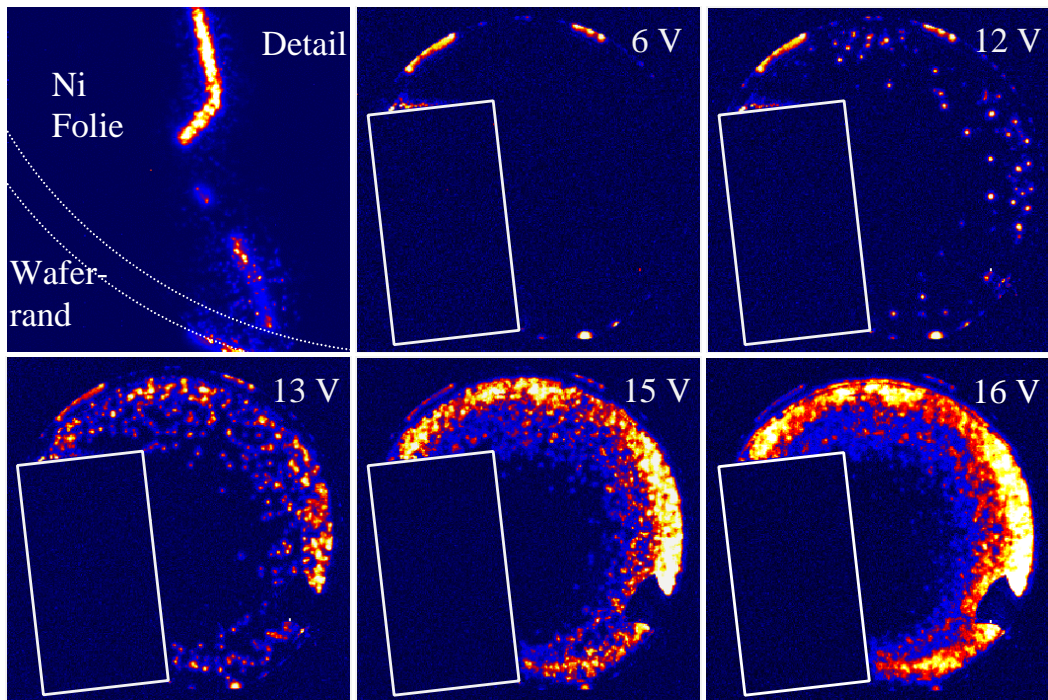


Abbildung 5.8: Thermographische Abbildung des mit Nickel kontaminierten FZ-Materials nach Anlegen verschiedener Spannungsimpulse. Im markierten Bereich wurde der Stromfluss durch eine Isolation unterbrochen (siehe Text).

obachtet. Bis zu Spannungen von $U = 16 \text{ V}$ werden nur Defekte am Rand, nicht jedoch im Waferinneren aktiviert. Nach diesem Impuls war der Wafer so niederohmig, dass keine höhere Impulsspannung angelegt werden konnte. Die beobachtete Defektverteilung ist inhomogen. Dies könnte z.B. auf eine inhomogen erfolgte Nickel-Kontamination hindeuten. Geht man jedoch von einer homogenen Kontamination aus, so ist die Ursache für das beobachtete inhomogene Durchbruchverhalten im Kristallwachstum und in der Bildung von eingewachsenen Defekten zu sehen. Genau wie im Cz-Material bilden sich auch im FZ-Material während der Kristallisation und der Abkühlung des Kristalles eingewachsene Defekte heraus. Im FZ-Material sind diese jedoch wesentlich kleiner als im Cz-Material und haben daher normalerweise keinen oder nur einen geringen Einfluss auf die Spannungsfestigkeit des Gateoxides. Bei dem vorliegenden Wafer liegt der Übergang zwischen den Gebieten mit Leerstellen- bzw. mit Eigenzwischengitteratom-Überschuss bei etwa $0,6 R$, wobei R den Radius des Wafers bezeichnet [Hub02]. Die beobachtete Defekthäufung tritt also im Gebiet der Eigenzwischengitteratome auf.

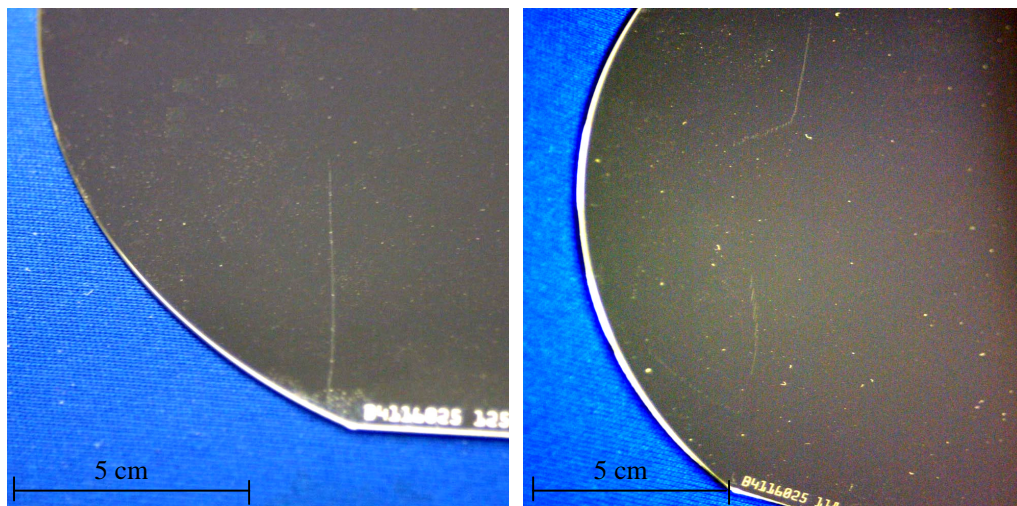


Abbildung 5.9: Optische Aufnahme eines Kratzers auf der Waferoberfläche des mit Kupfer (links) und des mit Nickel (rechts) kontaminierten FZ-Wafers.

Elektrische Messungen

Zur detaillierten Untersuchung des Durchbruches unter stationären Bedingungen im strombegrenzten Modus wurden Standardtestfelder der kontaminierten FZ-Wafer (Material 2 und 3) verwendet.

Der prozentuale Anteil von durchgebrochenen Testfeldern als Funktion der Durchbruchsspannung ist in Abbildung 5.10 für alle untersuchten FZ-Materialien (unkontaminiert, Kupfer und Nickel kontaminiert) dargestellt. Aus dieser Abbildung wird ersichtlich, dass unter diesen stationären Bedingungen auch Kupfer zu einer deutlichen Verschiebung des elektrischen Durchbruchs in dem Spannungsbereich zwischen $U = 14 \dots 27$ V führt. Abbildung 5.10 zeigt für Nickel Kontamination eine dramatische Verminderung der Spannungsfestigkeit des Gateoxides. Die Testfelder brechen alle zwischen $U = 8,7 \dots 13,8$ V durch, was etwa einer Halbierung der maximalen Durchbruchsspannung entspricht. Es handelt sich hier um Testfelder aus der Mitte des Wafers.

I-U-Kennlinie einzelner Testfelder

Die I-U-Kennlinien von unkontaminiertem, mit Kupfer und mit Nickel kontaminiertem FZ-Material sind in 5.11 dargestellt.

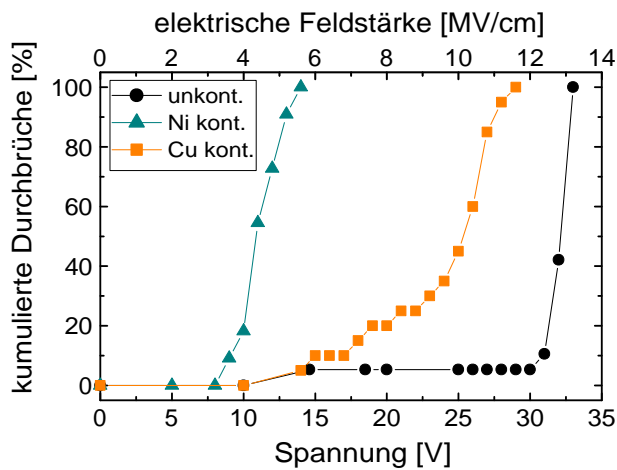


Abbildung 5.10: Kumulierte Frühausfälle in FZ-Materialien in Prozent.

Die Verunreinigung mit Kupfer führt zu einer geringen Verschiebung der I-U-Kennlinie der Standardtestfelder. Das Einsetzen des FN-Tunnelstromes konnte hier erst ab Spannungen von $U = 18,5$ V beobachtet werden. Bei höheren Spannungen als $U = 19$ V ist der für das mit Kupfer kontaminierte FZ-Material beobachtete FN-Tunnelstrom dem des unkontaminierten Materials jedoch wieder identisch.

Beim mit Nickel kontaminierten FZ-Material wurde bei allen Testfeldern ein Tunnelstrom ab Spannungen von etwa $U = 8$ V beobachtet. Dieser Tunnelstrom von einigen $I = 10 \dots 100$ nA führte nach wenigen Minuten zum elektrischen Durchbruch des Oxides. Während beim unkontaminierten und beim mit Kupfer kontaminierten Material die aufgenommenen I-U-Kennlinien in weiten Bereichen reversibel waren und in mehrfachen Mes-

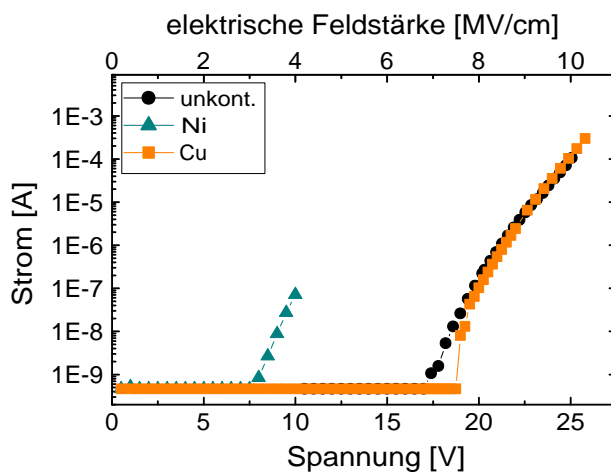


Abbildung 5.11: FN-Tunnelstrom im unkontaminierten, mit Kupfer und mit Nickel kontaminierten FZ-Material.

sungen nacheinander immer dieselben Kurven aufgenommen wurden, ist das beim Nickel kontaminierten Material nicht der Fall.

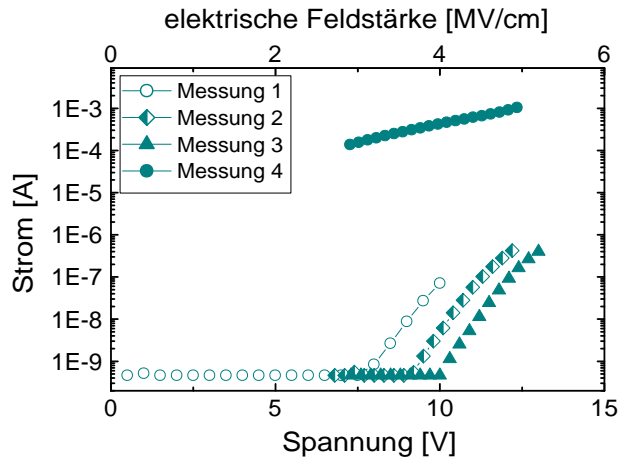


Abbildung 5.12: Verschiebung des FN-Tunnelstromes durch elektrischen Stress im mit Nickel kontaminierten FZ-Material. Dargestellt sind 4 nacheinander durchgeführte Messungen der I-U-Kennlinie. Der elektrische Durchbruch erfolgte nach der dritten Messung.

Abbildung 5.12 zeigt, dass bei mehrfacher Wiederholung der Messung des Tunnelstromes eine Verschiebung der I-U-Kennlinie auftritt. Das Einsetzen des Tunnelstromes verschiebt sich interessanterweise nicht zu niedrigeren, sondern zu höheren Feldstärken, wenn das Oxid elektrisch gestresst wurde.

Mögliche Ursachen für die beobachtete Verschiebung der I-U-Kennlinie zu niedrigeren Feldstärken im mit Nickel kontaminierten Material, sowie die durch elektrischen Stress hervorgerufene Verschiebung zu höheren Feldstärken werden in Kapitel 9 diskutiert.

5.4.2 Einfluss auf den extrinsischen Durchbruch

In diesem Abschnitt wird der Einfluss von Kupfer und Nickel auf das Durchbruchverhalten von Cz-Material, d.h. Material, in dem eingewachsene Defekte vorhanden sind, untersucht. Dazu wurden die Materialien der Gruppen 5 und 6 verwendet.

Thermographische Untersuchungen

Die Messergebnisse der kontaminierten Wafer werden im Vergleich zum unkontaminierten Cz-Material dargestellt und diskutiert.

Die Anzahl der thermographisch detektierten GOI-Defekte als Funktion der angelegten Impulsspannung ist für alle drei Cz-Materialien in Abbildung 5.13 dargestellt. Das unkontaminierte Cz-Material wurden bereits in Abschnitt 5.3 diskutiert und wird hier zu Vergleichszwecken herangezogen. Die thermographisch bestimmte GOI-Defektdichte im mit

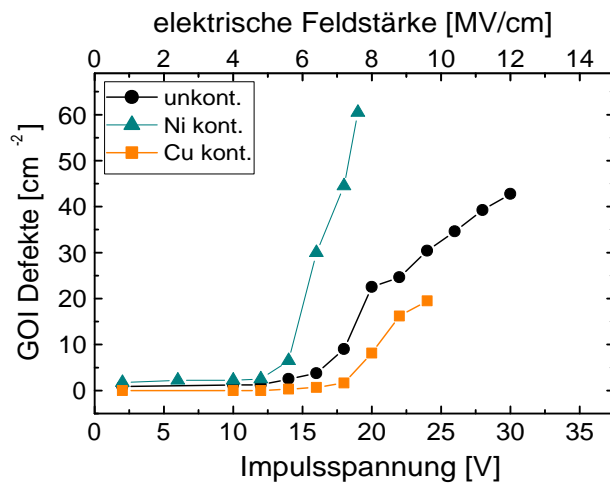


Abbildung 5.13: Thermographisch bestimmte GOI-Defektdichte für Cz-Materialien.

Kupfer kontaminierten Cz-Material ist im Vergleich zum unkontaminierten Cz-Material sogar geringer. Außerdem wurde in diesem Material eine leichte Verschiebung der Aktivierung von GOI-Defekten zu höheren elektrischen Feldern beobachtet. Die Aktivierung von GOI-Defekten wurde ab Impulsspannungen von $U = 14$ V beobachtet. Nach dem Anlegen eines Impulses von $U = 24$ V wurde eine GOI-Defektdichte von $DD = 19,5 \text{ cm}^{-2}$ gemessen. Der Vergleichswert (Stromrampenmessung) für unkontaminiertes Cz-Material beträgt $DD = 30,4 \text{ cm}^{-2}$.

Die thermographischen Aufnahmen des gesamten Wafers zur Bestimmung der GOI-Defektverteilung sind in Abbildung 5.14 dargestellt. Diese Thermogramme wurden nach Anlegen von verschiedenen Spannungsimpulsen an den gesamten Wafer aufgenommen. Es wurde im wesentlichen eine homogene Defektverteilung beobachtet. Es deutet sich hier jedoch an, dass die Defektdichte im Zentrum des Wafers etwas abnimmt, bzw. dass die zur Aktivierung von GOI-Defekten benötigte Feldstärke im Waferinneren etwas erhöht ist.

Die thermographische Untersuchung des mit Nickel kontaminierten Cz-Materials ergab einen deutlichen Einfluss des kontaminierenden Nickels auf die Spannungsfestigkeit des Gateoxides. In Abbildung 5.13 ist zu sehen, dass GOI-Defekte ab Spannungen von $U = 14$ V aktiviert werden. Nach Anlegen eines Spannungsimpulses von $U = 19$ V wurde eine GOI-Defektdichte von $DD = 60,5 \text{ cm}^{-2}$ gemessen. Diese Defektdichte ist deutlich höher als beim unkontaminierten Cz-Material, stimmt jedoch gut mit der beim mit Nickel kontaminierten FZ-Material gemessenen überein. Nach Anlegen des Spannungsimpulses von $U = 19$ V war die Probe so niederohmig, dass es nicht gelang, noch höhere Spannungen anzulegen. Die thermographisch bestimmten GOI-Defektdichten stimmen in allen Proben gut mit den in Standardmessungen bestimmten Werten überein.

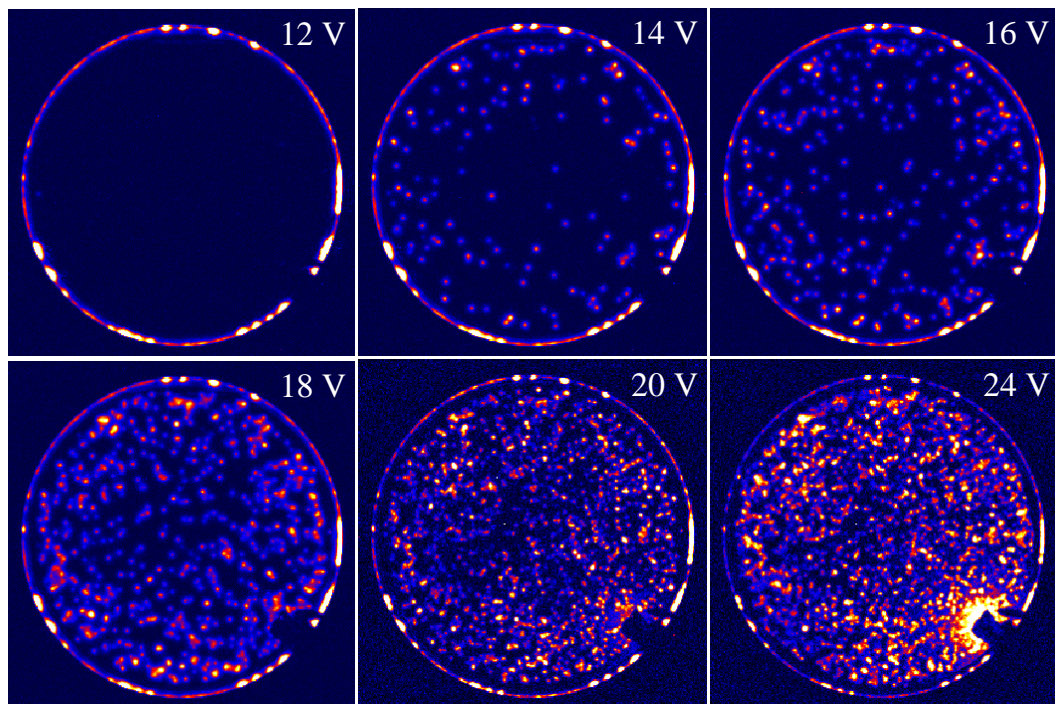


Abbildung 5.14: Thermographische Abbildung des mit Kupfer kontaminierten Cz-Materials nach Anlegen verschiedener Spannungsimpulse. Die GOI-Defektverteilung ist homogen.

Die thermographischen Aufnahmen zur Bestimmung der GOI-Defektverteilung im mit Nickel kontaminiertem Cz-Material sind in Abbildung 5.15 dargestellt. Bis zu Impulsspannungen von $U = 12 \text{ V}$ werden auf dem Wafer keine GOI-Defekte beobachtet. Erst ab $U = 14 \text{ V}$ werden GOI-Defekte aktiviert. Die beobachtete Verteilung der GOI-Defekte ist homogen. In der letzten Abbildung (nach einer Impulsspannung von $U = 18 \text{ V}$) wurde eine inhomogene Defektverteilung beobachtet, die jedoch durch den hohen Stromfluss und den Serienwiderstand der kontaktierenden Metallfolie bedingt ist.

Elektrische Messungen

Für weitergehende Untersuchungen der Vorgänge beim Durchbruch wurden Standardtestfelder der kontaminierten Cz-Wafer (Materialien 5 und 6) verwendet und der prozentuale Anteil von durchgebrochenen Testfeldern als Funktion der Durchbruchsspannung bestimmt. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen sind in Abbildung 5.16 für alle untersuchten Cz-Materialien (unkontaminiert, Kupfer und Nickel kontaminiert) dargestellt.

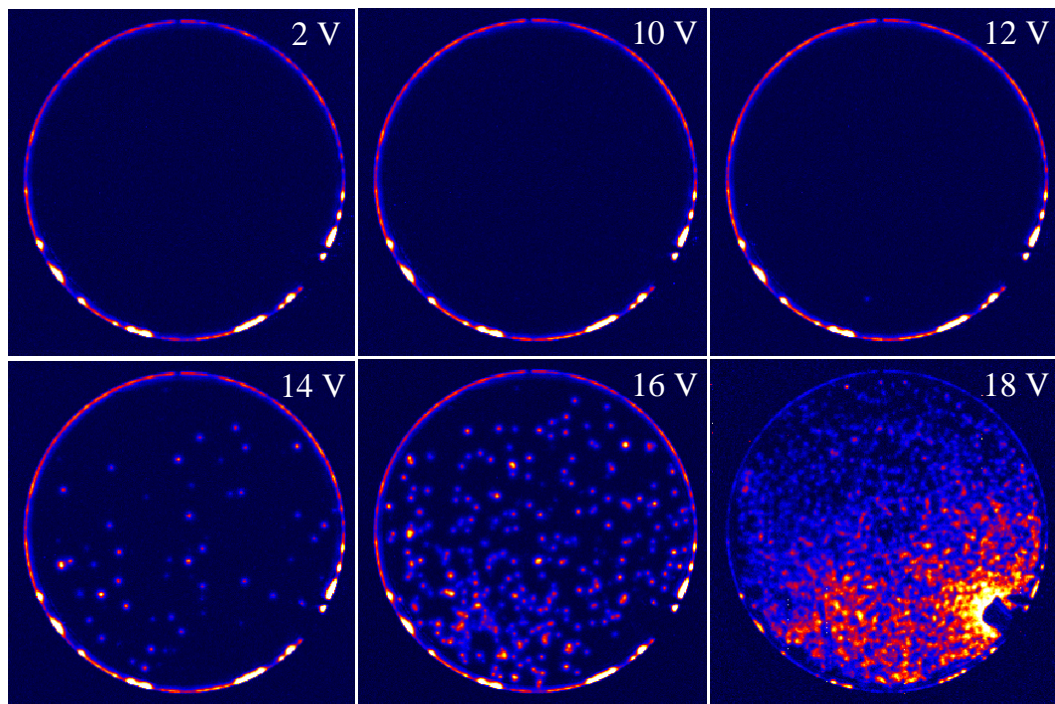


Abbildung 5.15: Thermographische Abbildung des mit Nickel kontaminierten Cz-Materials nach Anlegen verschiedener Spannungsimpulse.

Deutlich zu sehen ist der Einfluss der metallischen Verunreinigungen auf das Durchbruchverhalten dünner Gateoxide. Zum Vergleich sind noch einmal die Messergebnisse für unkontaminiertes Cz-Material dargestellt. Wie bereits aus Abschnitt 5.3 bekannt, führen die im Cz-Material vorhandenen eingewachsenen Defekte zu einer Verschiebung des elektrischen Durchbruchs in einen eng begrenzten Spannungsbereich zwischen $U = 11 \dots 15 \text{ V}$. Das Vorhandensein von Kupfer hat die Verbreiterung dieses Spannungsbereiches auf etwa $U = 8 \dots 20 \text{ V}$ zur Folge. Die Ergebnisse der stationären Untersuchungen von Standardtestfeldern für Nickel Kontamination sind ebenfalls in Abbildung 5.16 dargestellt. Alle Testfelder brachen in einem sehr engen Spannungsbereich von $U = 10,5 \dots 12,8 \text{ V}$ durch.

I-U-Kennlinie einzelner Testfelder

Die I-U-Kennlinien einzelner Testfelder des unkontaminierten, des mit Kupfer und des mit Nickel kontaminierten Cz-Siliziums sind in Abb. 5.17 dargestellt.

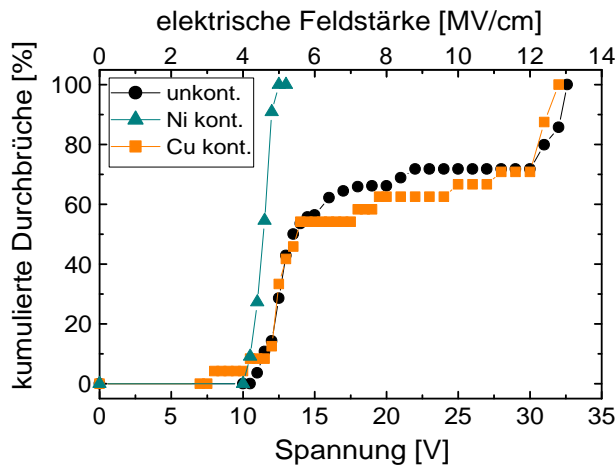


Abbildung 5.16: Kumulative Frühausfälle in Cz-Materialien in Prozent.

Es wurde beobachtet, dass die Kontamination mit Kupfer zu einer geringfügigen Verschiebung der I-U-Kennlinie der Standardtestfelder zu höheren Feldstärken führt. Das Einsetzen des FN-Tunnelstromes wurde bei mit Kupfer kontaminiertem Cz-Material erst ab Spannungen von $U = 19,3 \text{ V}$ beobachtet. Das Kupfer eine solche Verschiebung verursacht wurde auch schon bei der Untersuchung des mit Kupfer kontaminierten FZ-Materials beobachtet.

Die Kontamination von Cz-Silizium mit Nickel führt, wie schon beim FZ-Silizium beobachtet, zu einer drastischen Verschiebung der I-U-Kennlinie zu niedrigeren Feldstärken. Bei allen Testfeldern wurde das Einsetzen des FN-Tunnelstromes bei Spannungen von etwa $U = 8,5 \text{ V}$ beobachtet. In mehrfachen nacheinander ausgeführten Messungen wurde beim

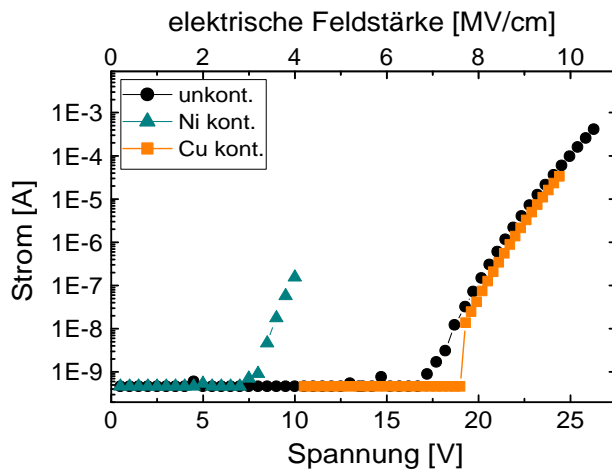


Abbildung 5.17: FN-Tunnelstrom im unkontaminierten, mit Kupfer und mit Nickel kontaminierten Cz-Material.

Tabelle 5.2: Zusammenfassung der Untersuchungsergebnisse.

Gruppe	Material	DD_{SR} [cm^{-2}]	$DD_{Thermogr.}$ [cm^{-2}]	DV	U_{BDstat} [V]	U_{FN} [V]
1	FZ	0,7	0,9 (24V)	inhomog.	> 30	18
4	Cz	19,1	30,4 (24V)	homog.	11 ... 15	18
2	FZ-Cu	13,7	1 12,9 (34V)	homog.	14 ... 27	18,5
3	FZ-Ni	> 57,6	68 (22V)	inhomog.	8,7 ... 13,8	8
5	Cz-Cu	17,3	19,5 (24V)	homog.	8 ... 19,5	19,3
6	Cz-Ni	>66,2	60,5 (19V)	homog.	10,5 ... 12,8	8,5

Nickel kontaminierten Cz-Material, genau wie beim Nickel kontaminierten FZ-Material, eine Verschiebung der I-U-Kennlinie zu höheren Feldstärken beobachtet. Es sei hier auf die Abbildung 5.12 verwiesen, die dieses Verhalten illustriert. Eine mögliche Erklärung wird in Kapitel 9 gegeben.

5.5 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde der intrinsische Durchbruch sowie der Einfluss eingewachsener Defekte und metallischer Verunreinigungen auf das Durchbruchverhalten von Gateoxiden untersucht. Die GOI-Defektdichte ($DD_{Thermogr.}$) und der Spannungsbereich (U_{BDstat} , aus stationären elektrischen Messungen), in dem der Durchbruch erfolgte wurde für alle Materialien bestimmt. Außerdem wurde an Testfeldern, an denen der FN-Tunnelstrom beobachtet wurde, die I-U-Kennlinie aufgenommen und die Spannung, bei der dieser Strom etwa 1 nA erreichte (U_{FN}) notiert. Die Ergebnisse sowie die aus Stromrampenmessungen bekannten Defektdichten (DD_{SR}) sind in Tabelle 5.2 dargestellt.

Der Vergleich der Materialien der Gruppen 1 und 4 zeigt den Einfluss der eingewachsenen Defekte auf das Durchbruchverhalten von Gateoxiden. Zusätzlich zu den mit geringer Dichte im FZ-Material vorhandenen GOI-Defekten verursachen sie im Spannungsbereich von 11 ... 15 V elektrische Durchbrüche. Bei diesen Durchbrüchen konnte in den hier präsentierten I-U-Kennlinien kein vorheriges Ansteigen des FN-Tunnelstromes beobachtet. Dies liegt jedoch daran, dass die untere Nachweisgrenze der zur Verfügung stehenden Meßapparatur bei 1×10^{-9} A liegt. Erst kurz vor Fertigstellung dieser Arbeit wurden I-U-Kennlinien von Testfeldern der untersuchten Materialien [Hub02] zugänglich, in denen Ströme bis zu 1×10^{-13} A gemessen wurden. In diesen I-U-Kennlinien ist ein Ansteigen

des Stromes unmittelbar vor dem Durchbruch im Bereich von 10^{-10} bis 10^{-9} A ab einer elektrischen Feldstärke von 4 MV/cm sichtbar.

In Testfeldern des Cz-Materials, in denen der Durchbruch nicht im angegebenen Spannungsbereich erfolgte, d.h. also, in denen sich kein eingewachsener Defekt befindet, wurden I-U-Kennlinien aufgenommen. Diese gleichen denen von FZ-Testfeldern. Der Mechanismus des intrinsischen Durchbruchs ist daher im Cz-Material (bei Abwesenheit eines eingewachsenen Defektes) dem im FZ-Material gleich.

Die Kontamination mit Kupfer führt im FZ-Material zu einer leichten Erhöhung der thermographisch bestimmten GOI-Defektdichte bei elektrischen Feldern unterhalb von 10 MV/cm. In den unter stationären Bedingungen durchgeführten elektrischen Messungen, ist jedoch deutlich eine Reduzierung der Durchbruchspannung einzelner Testfelder auf den Bereich von 14...27 V zu beobachten. Kupfer führt außerdem zu einer geringfügigen Verschiebung der I-U-Kennlinie, beeinflusst also den FN-Tunnelstrom. Sind im Silizium eingewachsene Defekte vorhanden, so führt die Präsenz von Kupfer zu einer Verringerung der thermographisch detektierten GOI-Defektdichte bei elektrischen Feldern unterhalb von 10 MV/cm (verglichen mit unkontaminiertem Cz-Silizium). Der Spannungsbereich, indem die GOI-Defekte durchbrechen wird vergrößert. Auch im Cz-Material wurde bei Abwesenheit eines eingewachsenen Defektes die Verschiebung der I-U-Kennlinie zu höheren Feldstärken beobachtet.

Die Kontamination mit Nickel beeinflusst das Durchbruchverhalten wesentlich stärker als die Kontamination mit Kupfer. Die im FZ- und im Cz-Silizium thermographisch detektierte GOI-Defektdichte steigt auf nahezu identische Werte um 60 cm^{-2} an. Auch die maximale Durchbruchsspannung reduziert sich auf Werte um 13,8 V (12,8 V für Cz-Silizium). Sowohl im FZ- als auch im Cz-Material setzt der FN-Tunnelstrom bei einer Spannung von etwa 8 V ein. Dieser Tunnelstrom führt unabhängig von der Präsenz eingewachsener Defekt zum elektrischen Durchbruch. Die Beeinflussung des Tunnelstromes deutet auf einen Mechanismus hin, der die Tunnelbarriere bzw. die Dicke des zu durchtunnelnden Materials vermindert. Die beobachtete Verschiebung der I-U-Kennlinie durch elektrischen Stress (siehe Abbildung 5.12) lässt darauf schließen, dass durch das kontaminierende Nickel elektrische Zustände in der Bandlücke des Oxides entstehen, die durch den Elektronenfluss durch das Oxid z.B. durch Umladung in ihrer Zahl abnehmen. Dies würde bedeuten, dass Nickel im Oxid vorhanden ist. In Kapitel 7 werden dazu Untersuchungen durchgeführt.

6 EBIC Untersuchungen

In diesem Kapitel werden EBIC Untersuchungen vorgestellt, bei denen an das untersuchte Testfeld eine Vorspannung angelegt wird. Damit soll versucht werden, rekombinationsaktive Defekte abzubilden. Es soll geklärt werden, ob die, die GOI-Defekte verursachenden eingewachsenen Defekte, rekombinationsaktive Eigenschaften besitzen. In zweiten Teil dieses Kapitels werden EBIC Untersuchungen zur Abbildung bereits durchgebrochener GOI-Defekte beschrieben. Diese dienen dazu einzelne GOI-Defekte für spätere TEM Untersuchungen zu lokalisieren.

6.1 Abbildung rekombinationsaktiver Defekte mit EBIC

Für die im Folgenden beschriebenen Untersuchungen wurde die in Unterkapitel 3.1.2 beschriebene Anordnung verwendet. Es soll geklärt werden, ob eingewachsene Defekte rekombinationsaktiv sind, und sie sich daher mit Hilfe von EBIC bereits vor dem elektrischen Durchbruch lokalisieren lassen. Die Untersuchungen wurden an Testfeldern der im letzten Kapitel verwendeten FZ- und Cz-Materialien (unkontaminiert, mit Kupfer und mit Nickel kontaminiert) durchgeführt. Die Vorspannung wurde im Bereich von -10 bis +10 V variiert.

Im den unkontaminierten und in den mit Kupfer kontaminierten Cz- und FZ-Materialien wurden keine rekombinationsaktiven Defekte beobachtet. Dieses Ergebnis lässt schlussfolgern, dass eingewachsene Defekte nicht zu einer erhöhten Rekombination führen.

Bei dem mit Nickel kontaminiertem Cz-Material gelang es, durch Anlegen einer Vorspannung an elektrisch nicht durchgebrochene Testfelder, mit Hilfe von EBIC rekombinationsaktive Defekte zu beobachten.

Wie in Abbildung 6.1 dargestellt, waren diese rekombinationsaktiven Defekte nur in einem engen Spannungsbereich um Spannungen von $U = -0,8 \text{ V}$ mit Hilfe von EBIC abbildbar. Dies ist offenbar die Gatespannung, bei der sich die Grenzfläche in der Verarmung befindet (siehe dazu auch Kapitel 3.1.2).

Abbildung 6.2 zeigt einen kleineren Bildausschnitt mit den beobachteten Defekten. Die aus dieser Aufnahme bestimmte Defektdichte beträgt $DD = 2,5 \times 10^5 \text{ cm}^{-2}$. Auch bei der Untersuchung von mit Nickel kontaminiertem FZ-Material wurden rekombinati-

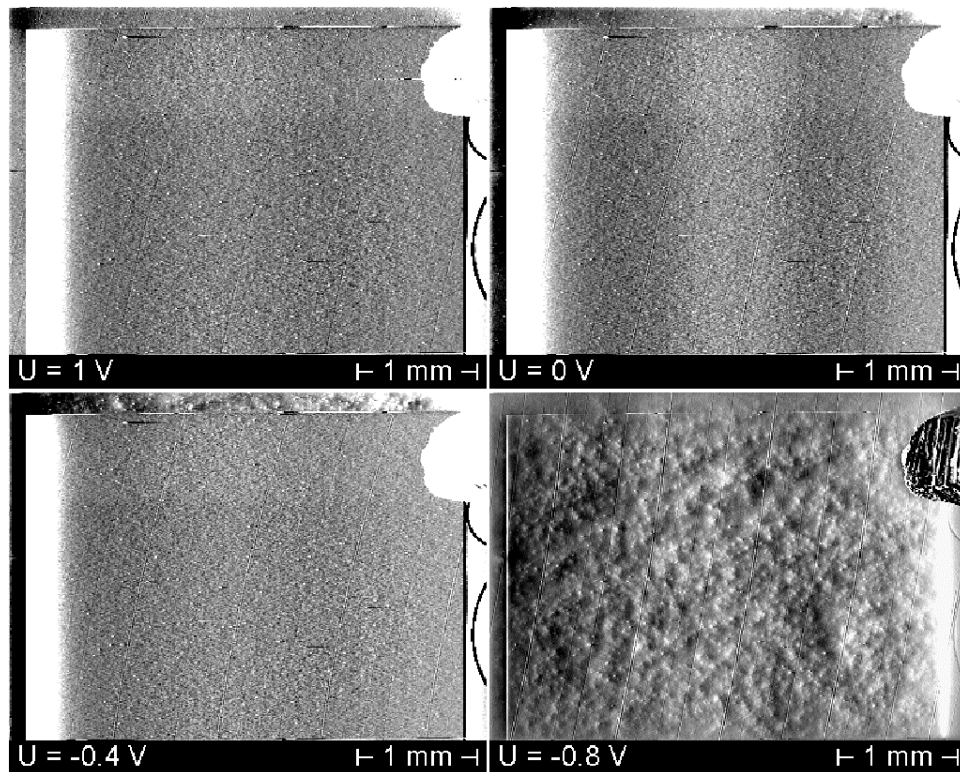


Abbildung 6.1: Abbildung eines Standardtestfeldes von mit Nickel kontaminiertem Cz-Silizium unter verschiedenen Vorspannungen.

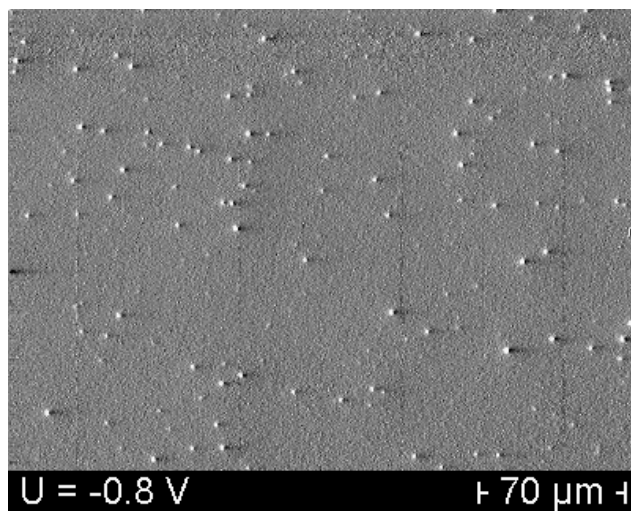


Abbildung 6.2: Unter Vorspannung von -0.8 V abgebildete rekombinationsaktive Defekte im mit Nickel kontaminierten Cz-Silizium.

onsaktive Defekte nachgewiesen. Die Dichte dieser Defekte im FZ-Material betrug $DD = 1,9 \times 10^5 \text{ cm}^{-2}$ und ist damit annähernd der beim Cz-Material beobachteten gleich. Die Vermutung liegt also nahe, dass es sich bei den hier abgebildeten Defekten nicht um eingewachsene Defekte handelt. Dies wird auch dadurch bekräftigt, dass bei der Erhöhung der Elektronen-Beschleunigungsspannung von $U = 10 \text{ kV}$ auf $U = 20 \text{ kV}$ und auf $U = 30 \text{ kV}$, d.h. also durch eine Variation der Eindringtiefe (von $0,9 \text{ }\mu\text{m}$, $3,4 \text{ }\mu\text{m}$ und $6,8 \text{ }\mu\text{m}$) des anregenden Elektronenstrahles und damit des Beobachtungsvolumens, die Anzahl der beobachteten Defekte konstant bleibt. Es wurde lediglich eine Verbreiterung der durch EBIC abgebildeten Defekte beobachtet. Es ist daher davon auszugehen, dass diese Defekte sich entweder am Oxid bzw. in der Nähe der Grenzfläche Oxid/Halbleiter befinden. Eingewachsene Defekte sind jedoch gleichmäßig im Volumen verteilt. Die geschilderten Untersuchungen erlauben die Schlussfolgerung, dass es sich bei den abgebildeten Defekten um Produkte der Nickel Kontamination handeln muss. Es ist bekannt, dass Nickel dazu neigt, im Silizium Silizide zu bilden. Es könnte sich also bei den beobachteten rekombinationsaktiven Defekten um Nickel Silizide handeln. Aufschluss darüber sollen die TEM Querschnittsuntersuchungen sowie EDX Untersuchungen geben.

Bei den beschriebenen Untersuchungen wurde festgestellt, dass sich Nickel Ausscheidungen mit Hilfe von EBIC bei angelegter Vorspannung lokalisieren lassen. Im Kapitel 5 wurde beobachtet, dass mit Nickel kontaminiertes FZ-Material eine inhomogene Defektverteilung aufweist. Als mögliche Ursache wurde eine inhomogen erfolgte Nickel Kontamination diskutiert. Um weitere Hinweise über die Nickel Verteilung zu bekommen, wurde die Dichte der Nickel Ausscheidungen in einer Probe aus der Mitte des FZ-Wafers und in einer Probe vom Rand des FZ-Wafers bestimmt. In beiden Positionen wurde etwa die gleiche Dichte gefunden, was auf eine homogen erfolgte Nickel Kontamination hindeutet.

Tabelle 6.1: Überblick über die Dichte der mit Hilfe von EBIC unter Vorspannung abgebildeten rekombinationsaktiven Defekte.

Material	Position	Dichte
Cz-Ni		$2,5 \times 10^5 \text{ cm}^{-2}$
FZ-Ni		$1,93 \times 10^5 \text{ cm}^{-2}$
FZ-Ni	Mitte	$1,45 \times 10^5 \text{ cm}^{-2}$
FZ-Ni	Rand	$1,69 \times 10^5 \text{ cm}^{-2}$

Tabelle 6.1 zeigt die bestimmten Dichten rekombinationsaktiver Defekte im mit Nickel kontaminierten Cz- und FZ-Material.

In diesem Abschnitt gelang es nicht, eingewachsene Defekte durch Anlegen einer Vorspannung mit Hilfe von EBIC abzubilden. Dies deutet darauf hin, dass sie nicht rekombinationsaktiv sind.

6.2 Lokalisierung von aktivierten GOI-Defekten mit EBIC

Für die im folgenden beschriebenen Untersuchungen geht es um die möglichst schonende Lokalisierung einzelner aktivierter GOI-Defekte. Diese sollen wie in Kapitel 3.1.3 beschrieben für spätere strukturelle Untersuchungen mit TEM markiert werden (Kapitel 8). Dazu wurden einzelne Standardtestfelder der in Kapitel 5 untersuchten Cz-Materialien (unkontaminiert, Cu- und Ni-kontaminiert) verwendet.

Einzelne Standardtestfelder wurden durch eine Bronzenadel kontaktiert und über einen Vorwiderstand von $R = 1 \text{ G}\Omega$ eine Spannung angelegt. Diese Spannung wurde langsam bis zum Durchbruch erhöht. Der maximale Probenstrom I_{max} , der nach dem Durchbruch floss, wurde dabei bestimmt. Im Anschluss an den elektrischen Durchbruch wurde der GOI-Defekt mit Hilfe von EBIC lokalisiert. Dabei wurde ein Strahlstrom von $I = 6 \times 10^{-10} \text{ A}$ verwendet und ständig der Probenstrom gemessen. Es wurde darauf geachtet, dass der Probenstrom während der EBIC Untersuchungen höchstens 10 % des Wertes von I_{max} erreichte. Damit soll sichergestellt werden, dass während des Durchbruchs und der Lokalisierung des GOI-Defektes, die strukturelle Schädigung möglichst gering gehalten wird. Die hierbei auftretenden Probenströme liegen im nA Bereich und damit etwa 3 Größenordnungen unter denen, die bei der Abbildung mit Lock-in IR-Thermographie benötigt werden.

Insgesamt wurden für die drei untersuchten Cz-Materialien jeweils etwa 30...40 Standardtestfelder durchgebrochen. Von allen aktivierten Defekten wurden jeweils 3 anhand ihrer Durchbruchsspannung für die TEM Zielpräparation ausgesucht und mit der Kohlenstoff-Kontaminationsmethode markiert. Die Durchbruchsspannung, sowie der maximale Probenstrom sind in Tabelle 8.3 aufgeführt. Die weitere Untersuchung dieser Proben wird im Kapitel 8 beschrieben.

7 Sekundärionen Massenspektrometrie (SIMS)

In diesem Kapitel werden SIMS Messungen der Kupfer- und der Nickel-Konzentration vorgestellt. Dabei soll geklärt werden, ob Kupfer bzw. Nickel im Gateoxid vorliegen, und ob dadurch das in Kapitel 5 beobachtete veränderte Durchbruchverhalten erklärt werden kann.

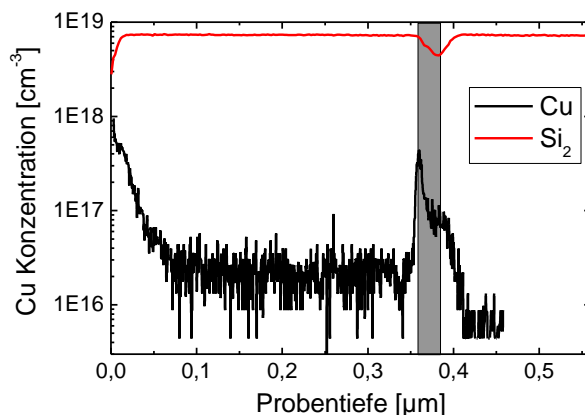


Abbildung 7.1: Mit SIMS gemessenes Tiefenprofil der Kupferkonzentration in mit Kupfer kontaminiertem FZ-Silizium.

Zunächst wurde das mit Kupfer kontaminierte FZ-Material untersucht. Abbildung 7.1 zeigt ein etwa $1 \mu\text{m}$ tiefes SIMS Profil. In der Abbildung sind das Tiefenprofil für Kupfer und für das Si_2 Molekül (Cluster) dargestellt. Die Konzentration des Si_2 Moleküls nimmt bei Erreichen der Oxidschicht ab und kann daher dazu verwendet werden, die Lage der Oxidschicht eindeutig zu bestimmen. Die aus dieser Messung bestimmte Lage der Oxidschicht ist durch die grau unterlegte Fläche verdeutlicht. Die SIMS Messungen ergaben eine Kupferkonzentration von bis zu $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ an der Poly-Silizium Oberfläche. Diese Konzentration sinkt innerhalb der ersten 75 nm auf eine gleichbleibende Konzentration von etwa $3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ab. Sie steigt an der Grenzfläche vom Poly-Silizium zum Gateoxid sprunghaft bis auf Werte von $5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ an und fällt im Gateoxid wieder auf einen relativ konstanten Wert um $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Bei Überschreiten der Grenzfläche zwischen dem

Gateoxid und dem Siliziumsubstrat sinkt die Kupferkonzentration innerhalb weniger 100 nm auf oder unter die Nachweisgrenze der SIMS Methode auf Werte um $5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$.

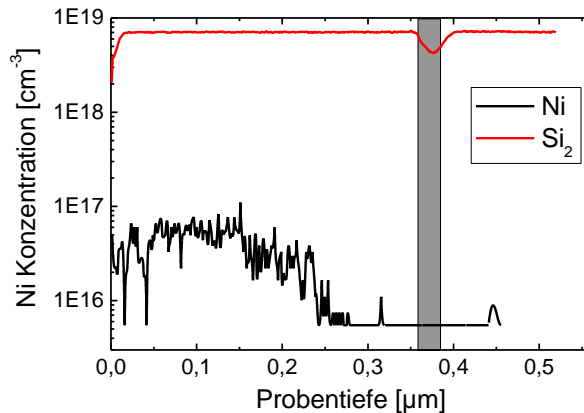


Abbildung 7.2: Mit SIMS gemessenes Tiefenprofil der Nickelkonzentration in mit Nickel kontaminiertem FZ-Silizium.

Die Ergebnisse der SIMS-Untersuchungen an mit Nickel kontaminiertem FZ-Material sind in Abbildung 7.2 dargestellt. Auch hier wurde zusätzlich zur Nickelkonzentration die Konzentration des Moleküls Si_2 gemessen. An diesem Material wurden insgesamt drei Messungen an verschiedenen Probenstellen durchgeführt. Dabei wurde eine starke lokale Abhängigkeit der detektierten Nickelkonzentration in der Poly-Silizium Schicht beobachtet. In zwei Messungen wurde Nickel nur innerhalb der ersten 50 nm in sehr geringer Konzentration ($< 1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) nachgewiesen. Dargestellt ist hier die Messung, bei der die höchste Nickel-Konzentration nachgewiesen wurde. Dabei wurde nur in den ersten 250 nm Nickel gefunden. Die Konzentration erreicht Werte von $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ und sinkt in einer Probentiefe von mehr als 250 nm unter die Nachweisgrenze von etwa $5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ab. Es konnte mit SIMS kein Nickel im Gateoxid nachgewiesen werden. Wenn Nickel im Gateoxid vorhanden ist, dann liegt es dort in einer Konzentration unterhalb der SIMS Nachweisgrenze von etwa $5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ vor.

8 Strukturelle Untersuchungen mit TEM

In diesem Kapitel werden Untersuchungen vorgestellt, die der Aufklärung der strukturellen Ursache von GOI-Defekten dienen. Dabei steht zunächst die Lokalisierung einzelner aktivierter GOI-Defekte im Mittelpunkt. Im ersten Abschnitt wird die Lock-in IR-Thermographie zur Lokalisierung einzelner GOI-Defekte verwendet. Diese werden anschließend durch planare TEM Untersuchungen abgebildet. Im zweiten Abschnitt werden eine wesentlich schonendere Aktivierung, d.h. ein „sanftes“ Durchbrechen von GOI-Defekten sowie die Abbildung einzelner GOI-Defekte mit Hilfe von EBIC beschrieben. Von den lokalisierten Defekten wurden Querschnittspräparate angefertigt, an denen TEM und EDX Untersuchungen durchgeführt wurden.

8.1 Lokalisierung mit Lock-in IR-Thermographie

Für die strukturellen Untersuchungen der für GOI-Defekte verantwortlichen kristallographischen Ursachen wurde Cz-Silizium mit einer niedrigen GOI-Defektdichte von $DD = 4 \dots 9 \text{ cm}^{-2}$ verwendet. In der Literatur werden eingewachsene Defekte, sogenannte oktaedrische Leerstellencluster [Uek97], als die Ursache für GOI-Defekte genannt (siehe Abschnitt 2.4.2). Die erwartete Größe dieser Defekte im verwendeten Material lag bei 150 bis 200 nm und deren Dichte bei $DD = 5 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$. Aus diesem Material wurde eine MOS-Struktur mit einer Oxiddicke von 25 nm und einem homogenen Al-Gate hergestellt. Aluminium wurde anstelle des sonst üblichen Poly-Siliziums verwendet, da es sich im Gegensatz zu diesem durch selektives Ätzen, also ohne Beeinflussung des Oxides und des Wafermaterials, leicht entfernen läßt. Die Entfernung des Gatematerials ist auf Grund seiner Körnigkeit und der damit verbundenen Störsignale in planaren TEM-Aufnahmen unumgänglich. Vor der vollständigen Entfernung des Gatematerials wurde das Aluminium zunächst partiell durch Ätzen entfernt und so etwa 10 mm^2 große Testfelder hergestellt. Diese Testfelder wurden mit Hilfe einer vorsichtig aufgesetzten Bronzenadel kontaktiert. Über einen Vorwiderstand von zunächst $R = 10 \text{ k}\Omega$, der später auf $R = 110 \text{ k}\Omega$ erhöht wurde, wurde eine

Tabelle 8.1: Übersicht über die mit Hilfe der Lock-in IR-Thermographie lokalisierten GOI-Defekte.

Probe	Vorwiderstand	Durchbruchspannung	Detektion bei	Verlustleistung	Probenwiderstand
2102	110 k Ω	18 V	10 V, 180 μ A	1,8 mW	55 k Ω
2202	10 k Ω	19,3 V	6 V, 600 μ A	3,6 mW	10 k Ω
2302	110 k Ω	22,8 V	6 V, 50 μ A	0,3 mW	120 k Ω

Gleichspannung an das jeweilige Testfeld angelegt. Diese Spannung wurde langsam von 0 auf 30 V erhöht, bis ein sprunghaftes Ansteigen des Probenstromes beobachtet werden konnte. Nach dem Auftreten des Durchbruchs wurde die Spannung sofort abgeschaltet, um mögliche Schäden am durchgebrochenen Defekt zu vermeiden, bzw. gering zu halten. Bedingt durch das stromlimitierte Durchbrechen (sanftes Durchbrechen), waren die Proben nach dem Durchbruch immer noch relativ hochohmig (siehe Tab. 8.1). Die Testfelder wurden nach dem Durchbruch mit Hilfe der Lock-in IR-Thermographie untersucht. Aufgrund der Hochohmigkeit der Testfelder wurden zur thermographischen Abbildung der aktivierten GOI-Defekte Spannungen verwendet, die höher waren als die sonst übliche Spannung von $U = 2$ V. Um bei der Detektion der GOI-Defekte die am Defekt auftretende Verlustleistung möglichst gering zu halten, wurde die periodisch modulierte Abbildungsspannung schrittweise erhöht, bis der Defekt lokalisiert werden konnte. Der beim Durchbrechen verwendete Vorwiderstand, die Durchbruchspannung, die zur thermographischen Abbildung verwendeten Spannungen und Ströme, die Verlustleistung am Defekt, sowie der Probenwiderstand nach dem Durchbruch sind in Tabelle 8.1 aufgelistet. Insgesamt wurden drei Testfelder für die planare TEM Präparation ausgewählt.

8.1.1 Planare TEM Abbildung

Nachdem die aktivierten GOI-Defekte lokalisiert waren, erfolgte an diesen Stellen eine planare TEM-Zielpräparation, die sehr sorgfältig durchgeführt werden musste. Dazu wurden die Stellen die den Defekt enthielten ausgebohrt und so drei TEM Proben mit einem Durchmesser von 3 mm gewonnen. Anschließend wurde das Aluminium-Gate durch selektives Ätzen mit einer Mischung aus $H_3PO_4 : CH_3COOH : HNO_3 : H_2O$ im Verhältnis von 16 : 1 : 1 : 2 bei einer Temperatur von etwa 40°C entfernt. Die Proben wurden wie in Kapitel 3.2.1 beschrieben gedünnt und so durchstrahlbare Objektfolien gewonnen. Da in jeder Probe nur genau ein GOI-Defekt durchgebrochen war, musste darauf geachtet werden, dass durch das Dimpeln kein Loch in der Probe entstand. Die Proben wurden durch Be-

schuss mit Argon-Ionen weiter auf etwa $1,3\ \mu\text{m}$ gedünnt und eine erste Untersuchung am Höchstspannungs-Elektronenmikroskop mit einer Beschleunigungsspannung von $1\ \text{MeV}$ durchgeführt. Diese außerordentlich hohe Beschleunigungsspannung erlaubt die Durchstrahlung von vergleichsweise „dicken“ Proben (ca. $2\ \mu\text{m}$). Bei dieser Untersuchung wurde im Wechsel der durchstrahlbare Bereich der Probe abgesucht und danach die Probe weitergedünnt, bis ein Defekt gefunden wurde. Alle Abbildungen wurden im 2-Strahlfall unter Anregung des 220 Reflexes aufgenommen. Dabei wurde der Anregungswinkel geringfügig variiert.

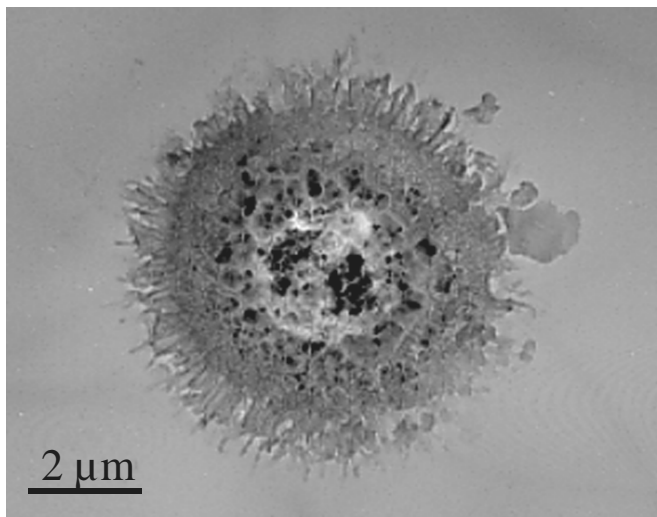


Abbildung 8.1: Planare TEM Abbildung des in Probe 2102 lokalisierten Defektes. Während der Lokalisierung des Defektursprunges wurde dieser stark geschädigt.

Nach mehrfachem Abdünnen der Probe 2102 wurde an einer Stelle ein rundes Gebilde beobachtet (Abbildung 8.1). Der äußere Durchmesser dieses Gebildes beträgt etwa $5\ \mu\text{m}$. In diesem Gebilde läßt sich in ein zentraler Bereich von etwa $1,5\ \mu\text{m}$ Durchmesser erkennen, der sich von dessen Umgebung unterscheidet. Es ist anzunehmen, dass es sich hierbei um den durchgebrochenen GOI-Defekt handelt, dessen Umgebung vom elektrischen Stromfluss geschädigt wurde. Leider ist in dieser Probe die Schädigung so stark, dass über den Durchbruch verursachenden Defekt keine Aussagen gemacht werden können.

Auch in der zweiten Probe wurde nach mehrfachem Abdünnen ein markanter Defekt detektiert, der in Abbildung 8.2 dargestellt ist. Die oberen beiden TEM Aufnahmen zeigen einen zentralen Defekt mit einem ihn ringförmig umgebenden Gebiet. Die Defektumgebung zeigt eine deutlich veränderte Struktur gegenüber der Siliziummatrix. Es ist anzunehmen, dass diese Veränderung durch die lokale Erwärmung während des Durchbruches bzw. während der Lokalisierung mit Lock-in IR-Thermographie verursacht wurde. Der äußere Durchmesser dieses Gebildes beträgt etwa $10\ \mu\text{m}$ und der des Zentrums etwa $1,2\ \mu\text{m}$. Die

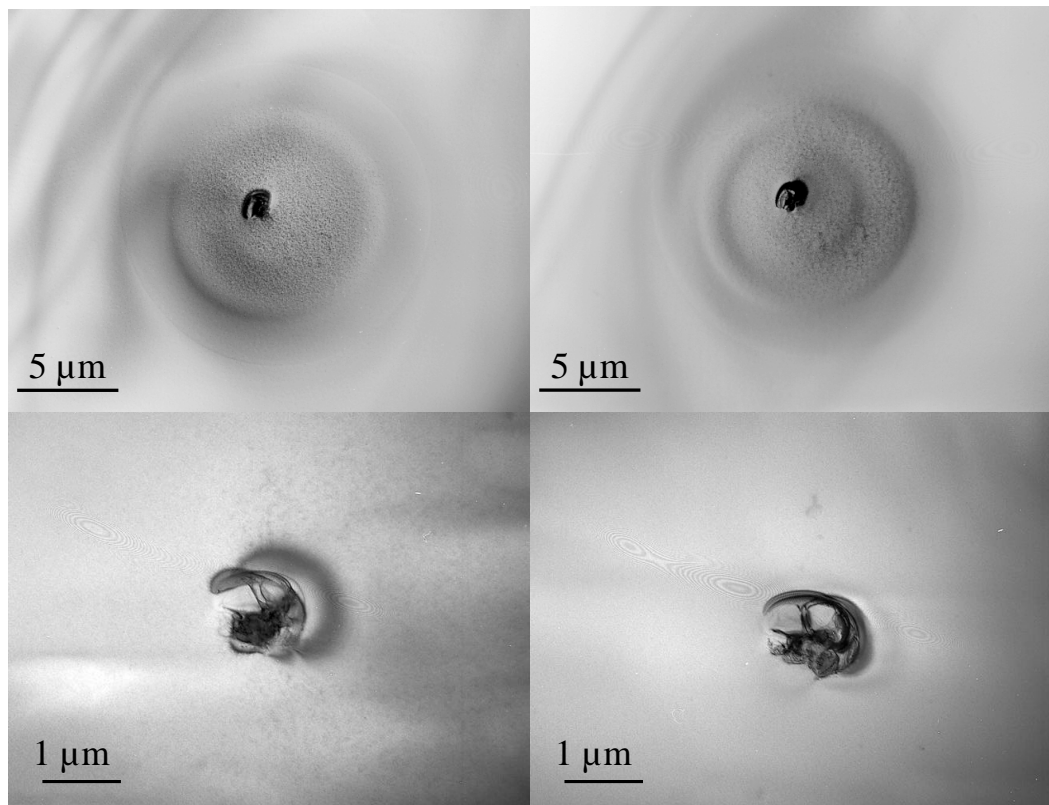


Abbildung 8.2: Planare TEM Abbildung des in Probe 2202 lokalisierten Defektes.

beiden unteren TEM Aufnahmen zeigen Details des Defektes im Zentrum. Die unterschiedliche Erscheinung des Defektes in beiden Abbildungen wird durch einen leicht veränderten Kippwinkel verursacht. Die strukturelle Schädigung ist in dieser Probe geringer als in der ersten, so dass die eigentliche Defektursache abgebildet werden konnte. Es handelt sich dabei um ein Defektagglomerat von unregelmäßiger Struktur.

In der dritten Probe (2302) wurden die, in Abbildung 8.3 dargestellten Defekte beobachtet. In den beiden oberen dargestellten TEM Aufnahmen sind zwei Defekte zu sehen, die mechanische Spannungen in der sie umgebenden Silizium Matrix verursachen. Dies wird anhand der von den Defekten ausgehenden Spannungslinien (dunkel) deutlich. Bei dem Defekt, der in der oberen linken Ecke zu sehen ist, handelt es sich wahrscheinlich um einen Stapelfehler, der zufällig in der Nähe des durchgebrochenen Defektes liegt. Der Defekt in der rechten unteren Ecke weist eine leicht veränderte Umgebung auf, die in der TEM Aufnahme als Schatten beobachtet wird. Die beobachtete Veränderung in der Um-

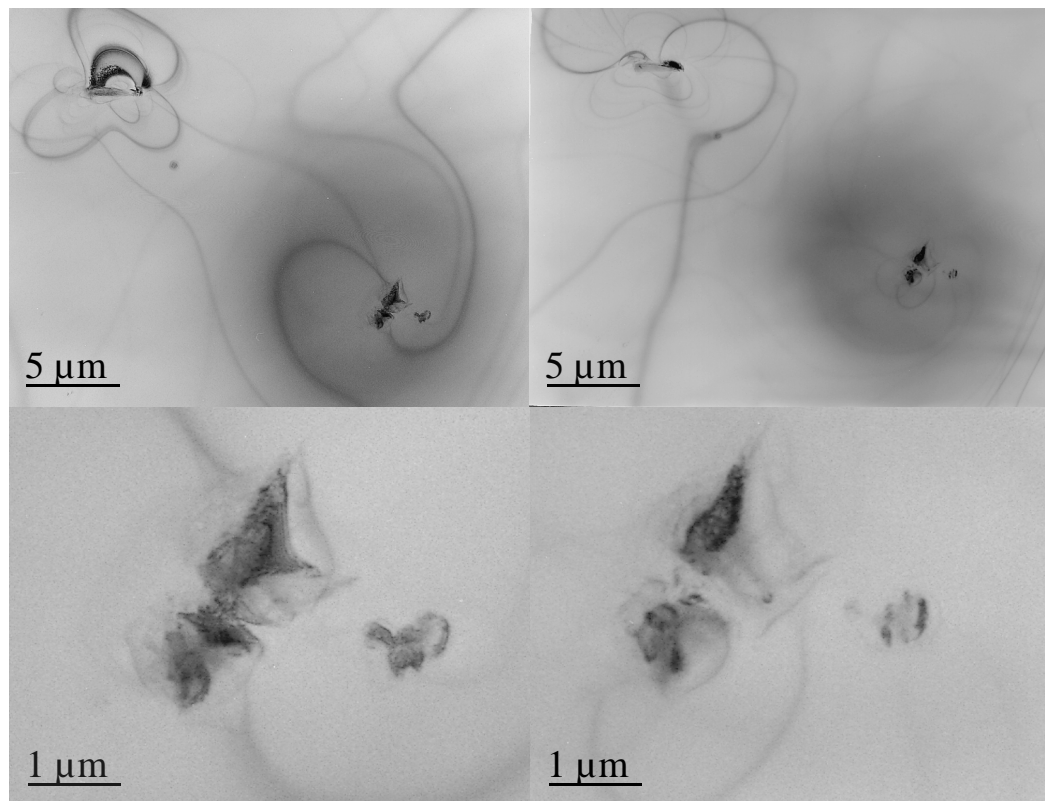


Abbildung 8.3: Planare TEM Abbildung des in Probe 2302 lokalisierten Defektes. In den beiden oberen Abbildungen sind 2 Defekte zu sehen, von denen mechanische Spannungslinien ausgehen.

gebung dieses Defektes ist zwar in dieser Probe bei weitem nicht so stark ausgeprägt, wie in den Proben 2102 und 2202 aber dennoch vorhanden. Die beiden unteren TEM Aufnahmen in Abbildung 8.3 zeigen Detailaufnahmen des zentralen Defektes, der jedoch keinerlei regelmäßige kristallographische Strukturen aufweist, wie man es für ein oktaedrisches Leerstellencluster erwarten würde.

8.1.2 Zusammenfassung

Es wurden drei Proben desselben Materials untersucht. In jeder Probe wurde je ein GOI-Defekt „sanft“, d.h. mit einer Stromlimitierung durchgebrochen und anschließend mit Hilfe von Lock-in IR-Thermographie lokalisiert. Es erfolgte eine planare TEM Zielpräparation der Proben. Durch wiederholtes Absuchen des durchstrahlbaren Bereiches einer jeden Probe und schrittweisem Abdünnen konnte in allen drei Proben je ein Defekt gefunden wer-

den, der von einer veränderten Silizium Matrix umgeben war. Wahrscheinlich handelt es sich bei dieser Veränderung um eine thermische Schädigung, die beim Durchbruch bzw. bei der Lokalisierung des Defektes mit Hilfe der Lock-in IR-Thermographie entstanden ist. Diese These wird unterstützt durch die Korrelation des Grades der Schädigung mit der zur Detektion benutzten elektrischen Verlustleistung (siehe Tabelle 8.2).

Tabelle 8.2: Der Grad der thermischen Schädigung, der mit TEM abgebildeten Defekte wird in Zusammenhang mit der für die Lokalisierung dieser Defekte mit Hilfe der Lock-in IR-Thermographie benötigten Verlustleistung gebracht.

Probe	Verlustleistung	Durchmesser des geschädigten Gebietes	visueller Eindruck vom Grad der Schädigung
2102	1,8 mW	5 μm	mittel
2202	3,6 mW	10 μm	hoch
2302	0,3 mW	10 μm	niedrig

Man kann also feststellen, dass es mit Hilfe der Lock-in IR-Thermographie gelingt, einzelne GOI-Defekte so genau zu lokalisieren, dass eine anschließende TEM Zielpräparation möglich ist. Da jedoch in allen drei untersuchten Proben trotz einer Limitierung des Stromes mehr oder weniger starke Schädigungen in der Defektumgebung beobachtet wurden, ist auch festzustellen, dass Lock-in IR-Thermographie wahrscheinlich nicht die geeignete Methode ist, um durchgebrochene GOI-Defekte für die anschließende TEM Analyse zu lokalisieren. Deshalb wurde die schonendere Methode EBIC zur Lokalisierung einzelner GOI-Defekte, wie im Kapitel 6.2 beschrieben, verwendet.

8.2 TEM Querschnittsuntersuchungen

In diesem Abschnitt werden die in Kapitel 6.2 lokalisierten und markierten Proben mit Hilfe der FIB-Technik querschnittspräpariert und anschließend die Defektursache mit TEM untersucht.

8.2.1 Auswahl der Proben

Im Falle des unkontaminierten Cz-Materials wurde ein Testfeld mit einer relativ hohen Durchbruchspannung von $U = 24 \text{ V}$ gewählt. Dabei soll geklärt werden, ob der Durchbruch bei solch hohen Feldstärken, also außerhalb des im Kapitel 5 bestimmten typischen Bereiches, ebenfalls von eingewachsenen Defekten verursacht ist, oder ob es sich hier bereits um

Tabelle 8.3: Auswahl der aktivierten GOI-Defekte für die Querschnittspräparation anhand ihrer Durchbruchfeldstärke.

Kontamination	Probenbez.	E_{BD} [MV/cm]	I max [nA]	Defektart (vermutlich)	Kommentar
-	Cz-20	9,6	16000	intrinsisch ?	getroffen
-	Cz-34	4,64	25	COP	getroffen
-	Cz-39	5,84	25	COP	nicht getroffen
Kupfer	Cz-CU-12	5,12	20	COP	nicht getroffen
Kupfer	Cz-CU-4	5,6	24	COP	nicht getroffen
Kupfer	Cz-CU-5	7,76	24	COP	getroffen, EDX
Nickel	Cz-NI-4	5,12	100	?	nicht getroffen
Nickel	Cz-NI-19	4,8	80	?	getroffen
Nickel	Cz-NI-20		2	unter Vor- spannung lokalisiert	getroffen, EDX

einen intrinsischen Durchbruch handelt. Es soll also geklärt werden, ob sich an der Durchbruchstelle ein eingewachsener Defekt unterhalb des Gateoxides befindet. Die anderen für das unkontaminierte Cz-Material ausgewählten Standardtestfelder brachen bei Spannungen durch, die auf eingewachsene Defekte hindeuten. Diese Defekte sollen abgebildet werden.

Beim mit Kupfer kontaminierten Cz-Material wurden drei Standardtestfelder ausgewählt, die bei einer niedrigen, einer mittleren bzw. einer hohen Spannung durchbrachen. Hier wäre es interessant zu klären, ob die verschiedenen Durchbruchsspannungen z.B. mit der Lage oder mit der Größe des eingewachsenen Defektes korrelieren.

Beim mit Nickel kontaminierten Material wurden 2 „typische“ Durchbrüche ausgewählt (im Kapitel 5 konnte gezeigt werden, dass nahezu alle Testfelder in einem engen Spannungsbereich durchbrechen). Es soll geklärt werden, ob eingewachsene Defekte für den Durchbruch verantwortlich sind.

Es muss bemerkt werden, dass nur etwa 30 % der Durchbrüche im mit Nickel kontaminierten Material mit EBIC lokalisiert werden konnten. Die Ursache für dieses ungewöhnliche Verhalten ist bisher ungeklärt. In diesem Material gab es außerdem die Besonderheit, dass unter Anlegen einer Vorspannung rekombinationsaktive Defekte mit Hilfe von EBIC beobachtet werden konnten. Ein solcher Defekt wurde unter Anlegen einer Vorspannung lokalisiert und für die TEM Zielpräparation markiert.

Die Durchbruchfeldstärke, der maximale Probenstrom, sowie die anhand der Durchbruchfeldstärke vermutete Ursache des Durchbruches sind für alle ausgewählten Standardtestfelder in Tabelle 8.3 aufgeführt.

8.2.2 TEM Querschnitts Abbildungen

Die ausgewählten GOI-Defekte wurden mit der Kohlenstoff-Kontaminationsmethode (siehe Abschnitt 3.1.3) für die am Fraunhofer Institut für Werkstoffmechanik durchgeführte FIB Querschnittspräparation (siehe Abschnitt 3.2.1) markiert. Der durchstrahlbare Bereich wurde zunächst auf eine Dicke von etwa 1,3 μm gebracht. Die Präparation erfolgte in der Art, dass die Flächennormale des gedünnten Bereiches in 110 Richtung lag. Von den 3 markierten Proben des unkontaminierten Materials wurden nach der ersten FIB Querschnittspräparation in 2 Proben Defekte beobachtet. Die zugehörigen TEM Aufnahmen der Proben Cz-20 (links) und Cz-34 (rechts) (siehe Tabelle 8.3) sind in Abbildung 8.4 dargestellt.

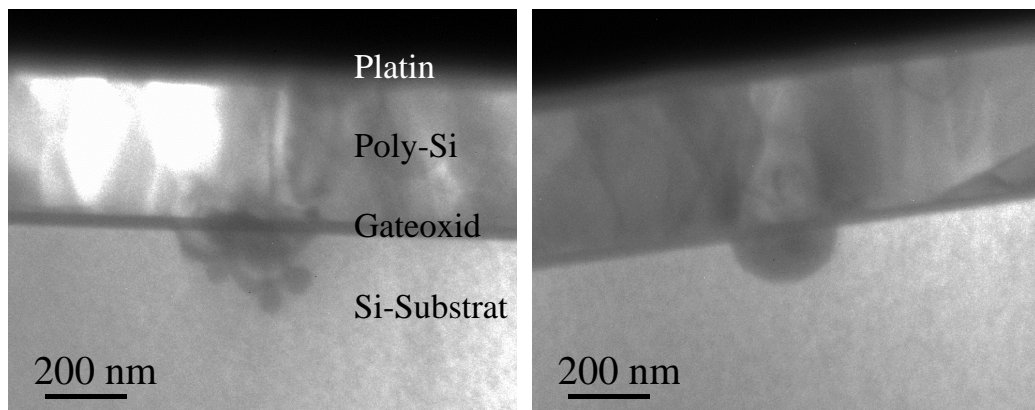


Abbildung 8.4: TEM Abbildungen der unkontaminierten Cz-Proben. Auf der linken Seite ist die Probe Cz-20 (hohe Durchbruchsspannung) und auf der rechten Seite ist die Probe Cz-34 (niedrige Durchbruchsspannung) dargestellt.

Bei der auf der linken Seite dargestellten Aufnahme handelt es sich um den Defekt, der bei einer Spannung von $U = 24 \text{ V}$ durchbrach. Die Abbildung zeigt deutlich einen eingewachsenen Defekt unterhalb des Oxides. Dieser Defekt hat eine Ausdehnung von etwa 200 nm. Auf der rechten Seite ist der Defekt dargestellt, der bei einer Spannung von $U = 11,6 \text{ V}$ durchbrach. Hier konnte ein halbspärlicher Defekt beobachtet werden, der ebenfalls eine Ausdehnung von etwa 200 nm besitzt. Die Qualität der TEM Aufnahmen ist nach dem ersten Schritt der FIB Präparation noch sehr schlecht, da es durch die große Probendicke zu inelastischen Streuungen der abbildenden Elektronen kommt. Beide Proben wurden deshalb planmäßig auf etwa 600...700 nm nachgedünnt. Nach diesem weiteren

Abtrag von Material konnte in anschließenden TEM Untersuchungen keiner der beiden Defekte abgebildet werden. Offenbar wurden sie beim Nachdünnen mit abgetragen, so dass keine weiteren TEM Aufnahmen gemacht werden konnten. Hier zeigt sich eine prinzipielle Schwierigkeit dieser Art der Präparation. Es ist nicht möglich, die genaue Tiefenlage des Defektes in dem präparierten 1,3 μm dünnen Steg festzustellen. Beim Nachdünnen wird deshalb von beiden Seiten vorsichtig in mehreren Schritten Material entfernt und nach jedem Nachdünnen die Probe erneut untersucht. Bei so kleinen Defekten, wie den in diesen Proben beobachteten, besteht die Gefahr, dass der nur etwa 200 nm große Defekt mit abgetragen wird. An diesen Proben konnten aus den genannten Grund auch keine EDX Untersuchungen durchgeführt werden. Dazu muss man allerdings bemerken, dass dieses unkontaminierte Material lediglich als Referenz dienen sollte und hier kein Nachweis metallischer Verunreinigungen erwartet wurden.

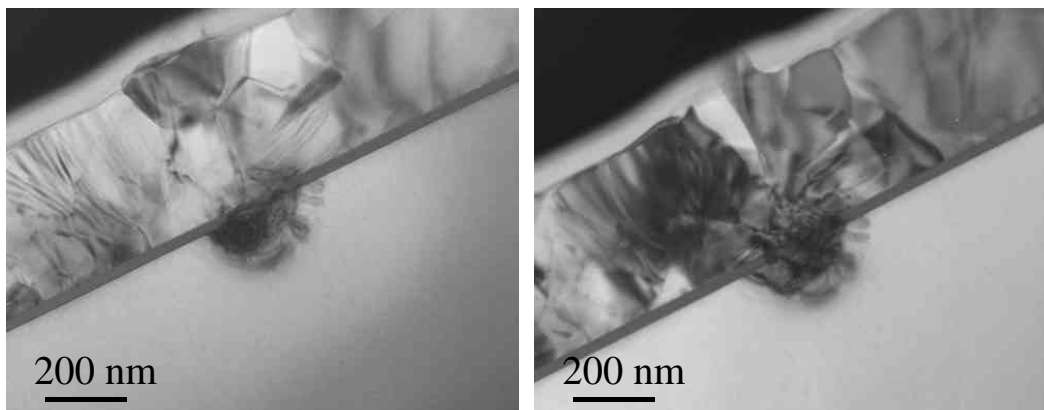


Abbildung 8.5: TEM Abbildungen der mit Kupfer kontaminierten Probe Cz-CU-5.

Von den drei mit Kupfer kontaminierten Proben wurde nur in einer Probe (Cz-CU-5) nach der FIB Zielpräparation ein Defekt beobachtet. Die nach dem ersten Nachdünnen dieser Probe auf eine Dicke von etwa 600...700 nm angefertigten TEM Aufnahmen sind in Abbildung 8.5 dargestellt. Es konnte auch in dieser Probe wurde ein halbsphärischer Defekt abgebildet werden. Der beobachtete Defekt hat eine vergleichbare Größe wie die im unkontaminierten Material beobachteten Defekte. Bei den durchgeführten EDX Untersuchungen konnte keine Anreicherung von Kupfer in dem abgebildeten Defekt nachgewiesen werden. Es wurde jedoch ein sehr geringes Kupfer Signal an verschiedenen Probenstellen detektiert. Dieses Signal lag jedoch im Bereich den Nachweisgrenze von EDX bei etwa einem

Atomprozent, so dass diese Messergebnisse mit Vorsicht zu diskutieren sind. Es deutet sich jedoch an, dass Kupfer homogen im gesamten Probenmaterial verteilt ist und sich nicht in dem beobachteten eingewachsenen Defekt angereichert hat.

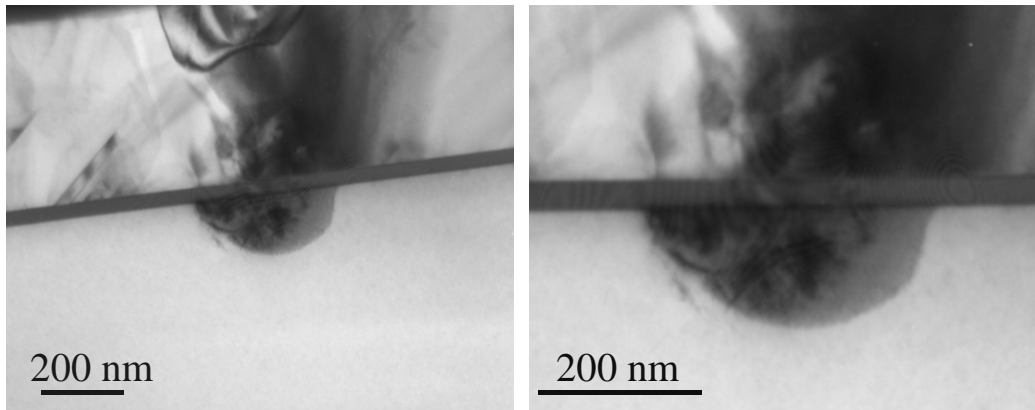


Abbildung 8.6: TEM Abbildungen der mit Nickel kontaminierten Probe Cz-NI-19.

Bei der Untersuchung des mit Nickel kontaminierten Cz-Materials wurde nach der FIB-Zielpräparation in 2 der 3 Proben ein Defekt lokalisiert. Zunächst wird der bei einer Spannung von $U = 12V$ durchgebrochene Defekt (Cz-NI-19) in Abbildung 8.6 dargestellt. In der rechten TEM Aufnahme kann man erkennen, dass es sich um 2 halbsphärische Defekte handelt, von denen der größere eine Ausdehnung von etwa 250 nm und der Kleinere von etwa 100 nm besitzt. Beim weiteren Nachdünnen der Probe wurden diese Defekte abgetragen, so dass keine EDX Untersuchungen durchgeführt werden konnten.

Abbildung 8.7 zeigt die TEM Aufnahmen der zweiten erfolgreichen FIB Zielpräparation an dem mit Nickel kontaminierten Cz-Material. In dieser Probe (Cz-NI-20) wurde kein GOI-Defekt durchgebrochen sondern ein rekombinationsaktiver Defekt unter Anlegen einer Vorspannung mit Hilfe von EBIC lokalisiert. Es wurde ein länglicher, stabförmiger Defekt direkt unterhalb des Gateoxides abgebildet. Diese Probe konnte erfolgreich für EDX präpariert werden. Es konnte nachgewiesen werden, dass in dem abgebildeten länglichen Defekt Nickel enthalten ist. Dabei wurden etwa 1,5 Atomprozent Nickel detektiert. Es handelt sich bei dem abgebildeten Defekt wahrscheinlich um ein Nickel-Silizid. In dieser Probe konnte an anderen Probenstellen kein Nickel nachgewiesen werden. An dieser Stelle sei jedoch noch einmal darauf hingewiesen, dass EDX eine Nachweisgrenze von et-

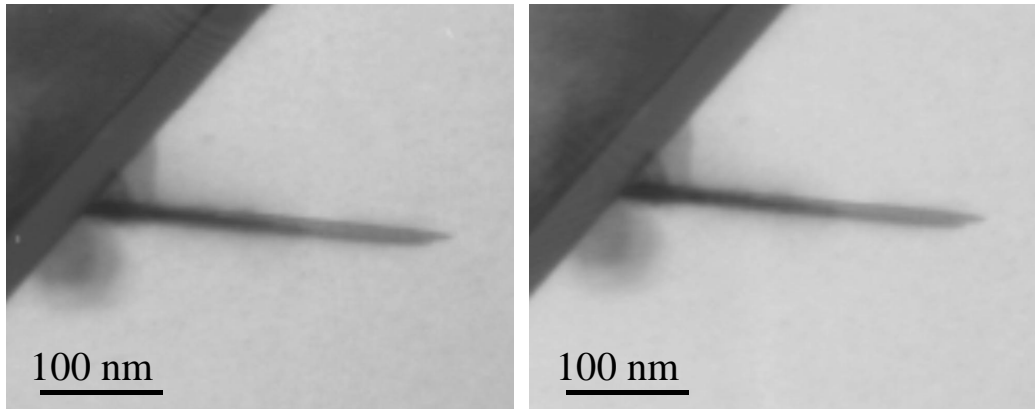


Abbildung 8.7: TEM Abbildungen der mit Nickel kontaminierten Probe Cz-NI-20.

wa 1 Atomprozent hat. Es ist also durchaus möglich, dass Nickel in einer Konzentration unterhalb dieser Nachweisgrenze z.B. im Gateoxid vorliegt.

An dem mit Nickel kontaminierten Cz-Material wurden weitere Untersuchungen durchgeführt. Da in diesem Material mit Hilfe von EBIC unter Vorspannung Defekte mit genügend hoher Dichte nachgewiesen wurden, kann hier auch eine „normale“ Querschnittspräparation durchgeführt werden (keine Zielpräparation zur Abbildung nur eines Defektes). Solche Präparate wurden vom mit Nickel kontaminierten FZ- und Cz-Silizium angefertigt. Dabei wurden die in Abbildung 8.8 dargestellten sichelförmigen Strukturen abgebildet. Diese befinden sich unterhalb des Oxides in einem Abstand von bis zu einigen μm . Dies entspricht genau der Erwartung, die sich aus den EBIC Untersuchungen ergeben hatten, so dass davon auszugehen ist, dass die hier abgebildeten sichelförmigen Defekte den EBIC Kontrast verursachen.

8.2.3 Zusammenfassung

Für die Untersuchung des Defektursprunges von GOI-Defekten wurde das unkontaminierte, das mit Kupfer und das mit Nickel kontaminierte Cz-Silizium verwendet. Nach dem „sanften“ Durchbrechen einzelner GOI-Defekte wurden jeweils 3 dieser GOI Defekte mit der Kohlenstoff-Kontaminationsmethode markiert und mit einem Rasterionemikroskop im Querschnitt präpariert. Von den ausgewählten 9 Proben konnte in 5 Fällen die GOI-Defektursache abgebildet werden. Ein prinzipielles Problem ergibt sich jedoch beim Nach-

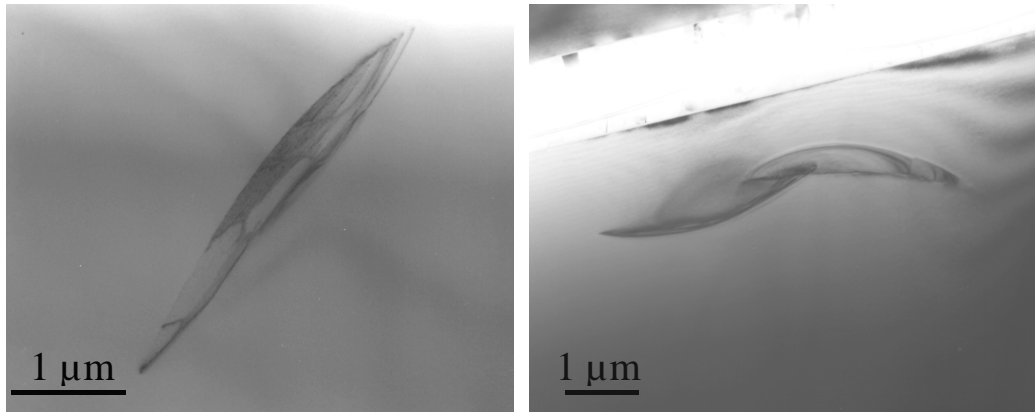


Abbildung 8.8: TEM Abbildungen der mit Nickel kontaminierten FZ-Probe aus der Mitte des Wafers.

dünnen der Proben. Die bereits nach der ersten Präparation etwa $1,3 \mu\text{m}$ dünnen Proben müssen für eine gute TEM Auflösung bis auf wenige 10 nm gedünnt werden. Es ist aber nicht möglich, die Position des Defektes in dem abzdünnenden Bereich festzustellen.

Bei den hier untersuchten Proben wurden direkt unterhalb des Gateoxides halbsphärische Defekte beobachtet, die für die Verringerung der Durchbruchspannung des isolierenden Gateoxides verantwortlich gemacht werden können. Derartige halbsphärische Defekte wurden auch von anderen Forschern [Tam98, Tak01] beobachtet. Es wurden keine oktaedrischen Leerstellencluster beobachtet, wie sie eigentlich erwartet wurden. Eine mögliche Erklärung wäre, dass auch bei dem stromlimitierten Durchbruch noch immer thermische Schädigungen auftreten, die die ursprüngliche Form des eingewachsenen Defektes verändern.

Unter der Voraussetzung der Stromlimitierung lässt sich mit den in Tab. 8.3 angegebenen Werten der Durchbruchspannung und des maximalen Probenstromes die Temperaturänderung des Defektes während des Durchbruchs abschätzen. Nach Carslaw und Jäger ergibt sich aus der Lösung der Wärmediffusionsgleichung [Car59] bei sinusförmigem Wärmeeintrag die Temperaturänderung im Abstand r von einer Punktquelle aus:

$$T(r,t) = \frac{\alpha}{r} \exp(i\omega t) \quad (8.1)$$

zur Bestimmung des Vorfaktors α betrachtet man den Wärmefluss durch eine Kugeloberfläche

$$P = 4\pi r^2 \lambda \frac{\partial T}{\partial r} \quad (8.2)$$

λ ist die Wärmeleitfähigkeit von Silizium. Durch Bilden der Ableitung von Gl. 8.1 und Einsetzen in Gl. 8.2 lässt sich α bestimmen und man erhält für die Temperaturänderung T (gemittelt über eine Kugel mit der Radius r):

$$T = \frac{P}{4\pi r \lambda} \quad (8.3)$$

Die Temperaturänderung ist unabhängig von der Frequenz des Wärmeeintrages und gilt daher auch für den stationären Fall. Die von dem unmittelbar nach dem elektrischen Durchbruch durch den Defekt fließenden Strom erzeugte Temperaturänderung liegt im mK Bereich (berechnet für $U = 20$ V, $I = 25$ nA und $r = 100$ nm). Der unmittelbar nach dem elektrischen Durchbruch fließende Strom führt also zu keiner strukturellen Veränderung des GOI-Defektes durch lokales Aufschmelzen. Es muss allerdings beachtet werden, dass sich im Moment des Durchbruches die Kapazität der Probe entlädt. Dadurch können im Moment des Durchbruchs Ströme fließen, die den stationären Wert um Größenordnungen übersteigen. Möglicherweise können diese Ströme bereits zu strukturellen Veränderungen des Defektes führen. Man muss deshalb befürchten, dass man prinzipiell eine strukturelle Schädigung beim Durchbruch nicht vermeiden kann.

Im mit Nickel kontaminierten Material gelang es, Defekte ohne vorheriges Durchbrechen durch Anlegen einer Vorspannung mit Hilfe von EBIC zu beobachten. In Probe 20 wurde ein solcher Defekt lokalisiert, mit der Kohlenstoff-Kontaminationsmethode markiert und schließlich mit einer FIB Zielpräparation ein Querschnittspräparat eines solchen Defektes angefertigt. Auf Grund der hohen Dichte der beobachteten rekombinationsaktiven Defekte wurden zusätzlich herkömmliche Querschnitte angefertigt. Es wurden sichel- bis stabförmige Defekte beobachtet, die sich unterhalb des Oxides befinden. Diese Defekte erreichen teilweise auch das Oxid, wie in Abbildung 8.7 dargestellt. Mit Hilfe von EDX konnte eine Nickel Anreicherung in diesen Defekten nachgewiesen werden. Es handelt sich bei diesen Defekten wahrscheinlich um Nickel-Silizide. Ob diese Defekte für den frühzeitigen Durchbruch des Gateoxides verantwortlich sind, bleibt jedoch unklar, da sie in dieser Arbeit nur ohne vorheriges Durchbrechen des Gateoxides, d.h. nur durch Abbildung mit EBIC unter Vorspannung beobachtet wurden. Auch im mit Nickel kontaminierten Cz-Material wurde an der Stelle eines durchgebrochenen GOI-Defektes ein halbsphärischer Defekt nachgewiesen (Probe Cz-NI-19).

9 Diskussion

9.1 Der intrinsische Durchbruch

In der vorliegenden Arbeit wurde zunächst der intrinsische Durchbruch von Gateoxiden untersucht. Bei den in Kapitel 5 durchgeführten thermographischen Untersuchungen wurde in FZ-Silizium bei elektrischen Feldstärken unterhalb von 12 MV/cm eine sehr geringe GOI-Defektdichte gemessen. Bei höheren Feldern als 12 MV/cm wurde der intrinsische Durchbruch des Gateoxides und das damit verbundene deutliche Ansteigen der GOI-Defektdichte beobachtet. Durch Aufnehmen der I-U-Kennlinie wurde ab Feldstärken von 7,2 MV/cm der FN-Tunnelstrom detektiert, der die Ursache für den intrinsischen Durchbruch darstellt. Die hier dargestellten Ergebnisse für unkontaminiertes FZ-Silizium sind bereits aus der Literatur bekannt (siehe Kap. 2.5.1) und dienen in dieser Arbeit als Referenz bei der Untersuchung des Einflusses von Kupfer und Nickel auf den intrinsischen Durchbruch. Dabei wurde insbesondere der Tunnelstrom sowie dessen Zeitverhalten untersucht.

9.2 Einfluss eingewachsener Defekte auf das Durchbruchverhalten

Eingewachsene Defekte entstehen bei der Kristallisation des Siliziumeinkristalles sowohl beim FZ- als auch beim Cz-Verfahren. Es handelt sich im wesentlichen um Leerstellenagglomerate, die je nach Sauerstoffgehalt des umgebenden Materials mehr oder weniger Sauerstoff enthalten. Neben anderen Faktoren hat der Sauerstoffgehalt des kristallisierenden Materials erheblichen Einfluss auf die Größe der eingewachsenen Defekte. Im sauerstoffreichen Cz-Silizium erreichen diese typischerweise eine Größe von 100 ... 200 nm während sie im sauerstoffarmen FZ-Silizium in einer Größe von einigen nm vorliegen. Neben der Größe wird auch die thermische Stabilität der eingewachsenen Defekte durch Sauerstoff erhöht. Liegt ein eingewachsener Defekt zufällig an der Waferoberfläche, führt dies zu einer Reduzierung der Spannungsfestigkeit des Oxides. In dieser Arbeit wurde der Einfluss eingewachsener Defekte auf das Durchbruchverhalten von Gateoxiden an Cz-Silizium un-

tersucht. Dabei wurden Durchbrüche bei elektrischen Feldern von $4,4 \dots 6 \text{ MV/cm}$ beobachtet.

Die Verteilung von GOI-Defekten wurde in dieser Arbeit erstmalig mit Hilfe der Lock-in IR-Thermographie abgebildet. Aus dieser Abbildung lassen sich Informationen über die Verteilung der eingewachsenen Defekte gewinnen.

Eingewachsene Defekte treten in einer Dichte von etwa 10^6 cm^{-3} auf. Liegt ein eingewachsener Defekt nach dem Säge- und Poliervorgang an der Oberfläche eines Wafers kann er einen GOI-Defekt verursachen. Bei einer durchschnittlichen Größe von 150 nm und einer Oxiddicke von 25 nm lässt sich die Zahl der eingewachsenen Defekte, die teilweise im Gateoxid liegen, mit etwa $17,5 \text{ cm}^{-2}$ abschätzen (Abbildung 9.1). Diese Abschätzung stimmt gut mit beobachteten GOI-Defektdichten überein. Es ist jedoch nicht klar, ob es nicht noch andere Ursachen für GOI-Defekte gibt.

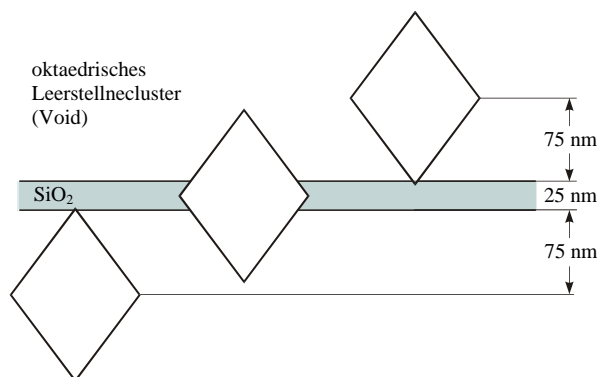


Abbildung 9.1: Berechnung der Anzahl der eingewachsenen Defekte, die in das Gateoxid hineinragen.

Für die Untersuchung der strukturellen Ursache von GOI-Defekten muss auf Grund ihrer geringen Dichte ein einzelner Defekt zunächst lokalisiert werden. In der Literatur ist die Verwendung von EBIC, OBIC sowie der Kupferdekormationsmethode zu diesem Zweck dokumentiert. Der Defekt wird zunächst aktiviert, d.h. durchgebrochen, und kann danach anhand des verursachten Leckstromes lokalisiert werden. Der dabei fließende Strom soll möglichst gering gehalten werden, um die strukturelle Schädigung der Defektursache zu vermeiden.

In dieser Arbeit wurde erstmalig die Lock-in IR-Thermographie zur Lokalisierung einzelner GOI-Defekte für TEM Untersuchungen verwendet. In den nach planarer Zielpräparation aufgenommenen TEM Abbildungen wurde in allen untersuchten Proben der Defektursprung abgebildet. Es wurden jedoch auch teilweise erhebliche strukturelle Schädigungen

des Defektursprunges beobachtet. Diese werden durch den vergleichsweise hohen Stromfluss von einigen μA , der für die thermographische Abbildung benötigt wird, hervorgerufen.

Um die Schädigung des Defektursprunges während der Lokalisierung zu vermeiden, wurden in dieser Arbeit Versuche durchgeführt, eingewachsene Defekte bereits vor dem Durchbruch mit Hilfe von EBIC mit angelegter Vorspannung zu lokalisieren. Dabei sollten lokale Variationen der Leitfähigkeit des Oxides im Vordurchbruchsbereich abgebildet werden. Dies gelang jedoch nicht, da der FN-Tunnelstrom zu einer erheblichen Erhöhung des Rauschsignals führte. Bei diesen Untersuchungen konnte auch gezeigt werden, dass eingewachsene Defekte offenbar nicht rekombinationsaktiv sind (siehe Kap. 6.1).

In dieser Arbeit wurden TEM Untersuchungen an unkontaminiertem, an mit Kupfer, und an mit Nickel kontaminiertem Material durchgeführt. Dabei sollte neben der Struktur der Defektursache auch geklärt werden, ob sich Kupfer oder Nickel in eingewachsenen Defekten anreichern oder selbst z.B. durch Bildung von Ausscheidungen zum elektrischen Durchbruch führen. Für die Lokalisierung der GOI-Defekte wurden einzelne GOI-Defekte stromlimitiert durchgebrochen und mit EBIC im Vorspannungsregime lokalisiert (siehe Kap. 6.2).

9.3 Einfluss von Kupfer

Die Kontamination von FZ-Silizium mit Kupfer führt zu einer deutlichen Erhöhung der im Stromrampen-Verfahren bestimmten GOI-Defektdichte von $0,7 \text{ cm}^{-2}$ auf $13,7 \text{ cm}^{-2}$. Die Durchbruchfeldstärke einzelner Testfelder reduziert sich von $> 12 \text{ MV/cm}$ im unkontaminierten FZ-Silizium auf $5,6 \dots 10,8 \text{ MV/cm}$ im mit Kupfer kontaminierten FZ-Material. Während jedoch bei den elektrischen Messungen ein deutliches Ansteigen der GOI-Defektdichte beobachtet wurde, zeigten die thermographischen Untersuchungen in mit Kupfer kontaminiertem FZ-Silizium nur eine leichte Erhöhung der GOI-Defektdichte bei elektrischen Feldstärken unterhalb von 10 MV/cm . Diese offensichtliche Diskrepanz der Ergebnisse kann bisher nicht eindeutig erklärt werden. Eine mögliche Erklärung wäre, dass für die großflächige Aktivierung von GOI-Defekten ein längerer Impuls angelegt werden muss. Im Gegensatz zum FZ-Silizium führt die Präsenz von Kupfer im Cz-Silizium sogar zu einer Verringerung der thermographisch und im Stromrampen-Verfahren bestimmten GOI-Defektdichte. Der Spannungsbereich, in dem die GOI-Defekte durchbrechen, wird von $4,4 \dots 6 \text{ MV/cm}$ auf $3,2 \dots 8 \text{ MV/cm}$ vergrößert. Die Verschiebung zu geringfügig höheren Feldstärken korreliert gut mit der ebenfalls beobachteten geringfügigen Verschiebung der I-U-Kennlinie einzelner Testfelder zu höheren Feldstärken.

Bei SIMS Untersuchungen wurde eine Anreicherung von Kupfer an der Oberfläche des Poly-Si und an der Grenzfläche zwischen Poly-Si/Gateoxid beobachtet (siehe Kap. 7). Auch im Gateoxid selbst wurde eine Anreicherung des Kupfers beobachtet. In kombinierten TEM und EDX-Untersuchungen konnte in eingewachsenen Defekten keine Anreicherung von Kupfer festgestellt werden. Dabei ist jedoch zu beachten, dass EDX eine Nachweisgrenze von etwa einem Atomprozent hat.

Aus den bisher genannten Ergebnissen lässt sich schlussfolgern, dass Kupfer im Gateoxid in einer elektrisch nicht aktiven Form vorliegt, da dies zu einer Erhöhung des Tunnelstromes aller Testfelder führen sollte. Die unerwartete Eigenschaft von Kupfer, in Cz-Material die GOI-Defektdichte zu verringern, kann eventuell im Zusammenhang mit der Tatsache stehen, dass Kupfer ebenso wie Wasserstoff die Eigenschaft hat, Defekte in Silizium elektrisch zu passivieren [Ist98, Rei56].

9.4 Einfluss von Nickel

Die Kontamination mit Nickel beeinflusst das Durchbruchverhalten wesentlich stärker als die Kontamination mit Kupfer. Die im FZ- und im Cz-Silizium thermographisch detektierte GOI-Defektdichte steigt auf nahezu identische Werte um 60 cm^{-2} an. Auch die maximale Durchbruchfeldstärke reduziert sich auf Werte um $5,5 \text{ MV/cm}$ ($5,1 \text{ MV/cm}$ für Cz-Silizium). Sowohl im FZ- als auch im Cz-Material setzt der FN-Tunnelstrom bereits bei einer Feldstärke von etwa $3,2 \text{ MV/cm}$ ein. Dieser Tunnelstrom führt unabhängig von der Präsenz eingewachsener Defekte zum elektrischen Durchbruch. In der Literatur wird die Verschiebung der I-U-Kennlinie zu niedrigeren Feldstärken mit der durch Nickel Präzipitate verursachten erhöhten Rauigkeit der Grenzfläche Silizium/Gateoxid erklärt [Hon87a].

In der vorliegenden Arbeit wurden ebenfalls Präzipitate beobachtet, die jedoch bis zu $2 \mu\text{m}$ unterhalb des Gateoxides lagen (Abb. 8.8) und dieses nur in wenigen Fällen berührten (Abb. 8.7). Eine Erhöhung der Rauigkeit der Oxidgrenzfläche, die die beobachtete Verschiebung der I-U-Kennlinie erklären könnte, wurde mit TEM in Querschnittspräparation nicht beobachtet. Die beobachtete langsame Verringerung des Tunnelstromes kann mit dem von Honda vorgeschlagenen Modell ebenfalls nicht erklärt werden.

Im folgenden Abschnitt wird ein Modell vorgestellt, das die Verschiebung der I-U-Kennlinie zu niedrigeren Feldstärken durch einen zusätzlichen, durch Haftstellen hervorgerufenen Tunnelstrom erklärt. Auch für die durch elektrischen Stress (siehe Abbildung 5.12) verursachte Verschiebung der I-U-Kennlinie zu höheren Feldstärken lässt sich im Rahmen dieses Modelles ein Erklärungsvorschlag geben.

9.5 Modell zur Erklärung des atypischen Tunnelstromes in mit Nickel kontaminierten Silizium MOS Strukturen

Aus der Literatur ist bekannt, dass Nickel die Tunnelbarriere, die in Silizium etwa 3,2 V beträgt, nicht beeinflusst [Hon87a]. Mit Hilfe von C-V-Messungen wurde jedoch eine Erhöhung der Zustandsdichte an der Oxidoberfläche beobachtet [Hon87b]. Auch DLTS Untersuchungen zeigten, dass Nickel an der $Si-SiO_2$ Grenzfläche Energieniveaus verursacht. Diese Energieniveaus sind verschmiert, weisen also eine gewisse Bandbreite auf [Vyv98]. Diese Zustände sollten sich jedoch nur unwesentlich auf den Tunnelstrom auswirken, der primär durch die Eigenschaften des Oxides bestimmt wird.

Für das vorgeschlagene Modell wird die Annahme gemacht, dass durch das Nickel elektrische Zustände mit einer gewissen Bandbreite im Oxid erzeugt werden. Abbildung 9.2 verdeutlicht dies anhand eines Bandschemas.

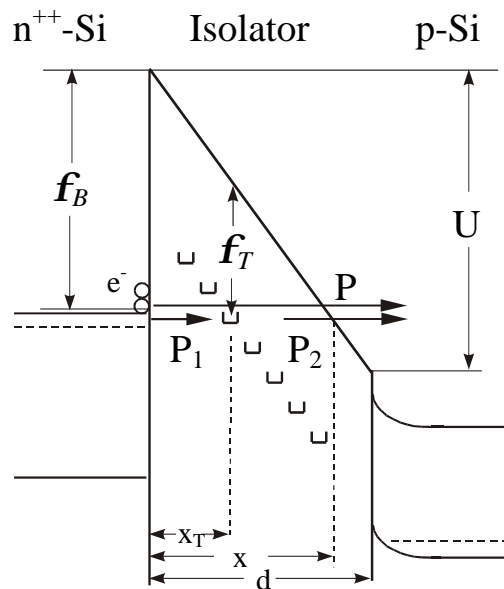


Abbildung 9.2: Schematische Darstellung des Bandverlaufes zur Erklärung des Haftstellen unterstützten Tunnelstromes.

In Abbildung 9.2 ist ϕ_B die Tunnelbarriere, ϕ_T bezeichnet die Lage des Haftstellenniveaus und U ist die von außen angelegte Spannung. Zusätzlich zu dem „normalen“ FN-Tunnelstrom fließt nun ein Strom über die Energieniveaus im Oxid. Bei diesem zusätzlichen Strom durchtunneln die Elektronen das Oxid in 2 Schritten. Zunächst tunnelt ein Elektron mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit P_1 vom Gate in ein Energieniveau im Oxid. Von dort gelangt es im 2. Schritt mit der Wahrscheinlichkeit P_2 in das Halbleitermaterial. Die Tun-

Wahrscheinlichkeiten P_1 und P_2 sind durch die Wentzel-Kramers-Brillouin Abschätzung gegeben [Gad70]:

$$P_1 = C_1 \exp\left(-2 \frac{\sqrt{2qm^*}}{\hbar} \int_0^{x_T} \sqrt{(\phi_b - x'E)} dx'\right) \quad (9.1)$$

und

$$P_2 = C_2 \exp\left(-2 \frac{\sqrt{2qm^*}}{\hbar} \int_{x_T}^x \sqrt{(\phi_b - x'E)} dx'\right) \quad (9.2)$$

m^* ist die effektive Elektronenmasse im Oxid, \hbar das reduzierte Plancksche Wirkungsquantum, q die Elementarladung, ϕ_b ist die Potenzialbarriere an der Gate/Oxid-Grenzfläche, E ist das elektrische Feld über dem Oxid. C_1 und C_2 sind Vorfaktoren, die unter anderem die Dichte der zur Verfügung stehenden Elektronen berücksichtigen.

Wir betrachten nur Tunnelprozesse, bei denen die von außen angelegte Spannung U größer als die Tunnelbarriere ϕ_B ist. Die Tunnelbarriere hat dann eine Dreiecksform. Durch Integration der Gleichungen 9.1 und 9.2 und Einsetzen der Randwerte erhält man:

$$P_1(x_T) = C_1 \exp\left(-4 \frac{\sqrt{2qm^*}}{3\hbar E} \left((\phi_B)^{3/2} - (\phi_B - x_T E)^{3/2}\right)\right) \quad (9.3)$$

$$P_2(x_T) = C_2 \exp\left(-4 \frac{\sqrt{2qm^*}}{3\hbar E} \left((\phi_B - x_T E)^{3/2}\right)\right) \quad (9.4)$$

Da hier nur elastische Tunnelprozesse betrachtet werden, gelten Gleichungen 9.3 und 9.4 für:

$$0 \leq x_T \leq x = \frac{d\phi_B}{U} \quad (9.5)$$

Die Tunnelraten R_1 und R_2 sind bestimmt durch das Produkt aus der Tunnelwahrscheinlichkeit, der Haftstellen-Konzentration N_T , der Besetzungswahrscheinlichkeit der Haftstellen η und einem Vorfaktor C_1 bzw. C_2 , der von der Elektronenenergie abhängt.

$$R_1(x_T) = N_T(1 - \eta)P_1(x_T) \quad (9.6)$$

$$R_2(x_T) = N_T(\eta)P_2(x_T) \quad (9.7)$$

Die Elektronen-Besetzungswahrscheinlichkeit der Haftstellen ist

$$\eta = \frac{P_1}{P_1 + P_2} \quad (9.8)$$

Gleichung 9.8 ergibt sich daraus, dass im stationären Zustand $R_1(x_T) = R_2(x_T)$ ist. Der Haftstellen-unterstützte Tunnelstrom durch das Oxid erreicht einen maximalen Wert, wenn $P_1 = P_2$ ist. Der gesamte stationäre Tunnelstrom über die Energieniveaus im Oxid kann dann wie folgt berechnet werden:

$$J_1 = J_2 = qN_T \int_0^x \eta P_2(x_T) dx_T = qN_T \int_0^x \frac{P_1 P_2}{P_1 + P_2} dx_T \quad (9.9)$$

Die linke Darstellung der Abbildung 9.3 zeigt den örtlichen Verlauf der Tunnelwahrscheinlichkeiten P_1 , P_2 und des ortsabhängigen Strombeitrages $J(x_T)$ als Funktion der Haftstellenposition im Oxid. Alle Wahrscheinlichkeiten und die Stromdichte sind auf 1 normiert. Auf der rechten Seite der Abbildung ist die Besetzungswahrscheinlichkeit der Haftstellen dargestellt. Für den Fall einer angelegten Spannung von 10 V bei einer Potenzialbarriere $\phi_B = 3,2$ V beträgt nach Gleichung 9.5 die effektive Tunneldistanz $x = 8$ nm ($d = 25$ nm). Aus der Abbildung wird ersichtlich, dass zum Haftstellen unterstützten Tunnelstrom hauptsächlich Haftstellen nahe der Mitte des Oxides beitragen.

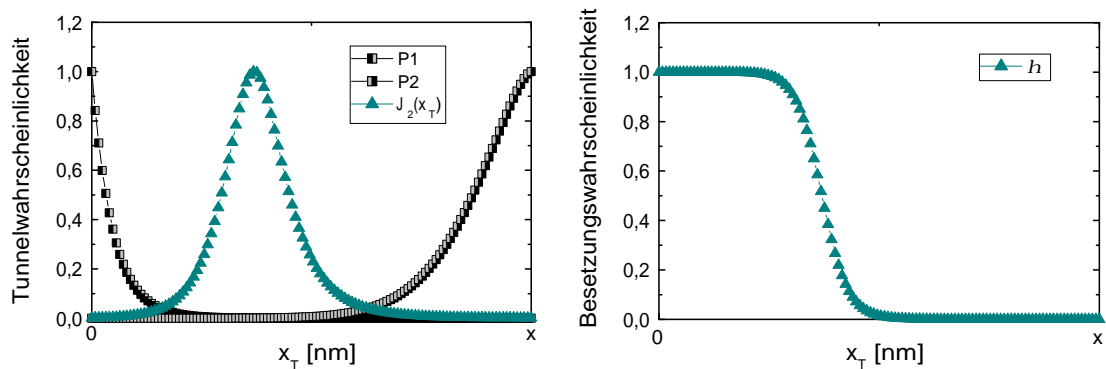


Abbildung 9.3: Örtlicher Verlauf der Tunnelwahrscheinlichkeiten P_1 , P_2 und des ortsabhängigen Strombeitrages (links) und die Besetzungswahrscheinlichkeit der Haftstellen (rechts) in Abhängigkeit von der Haftstellenposition.

Unter der Voraussetzung, dass Nickel elektronische Zustände im Oxid erzeugt, kann der zusätzliche Strom über diese Energieniveaus die in Kapitel 5 beobachtete Verschiebung der I-U-Kennlinie zu niedrigeren Feldstärken beim mit Nickel kontaminierten FZ- und Cz-Silizium erklären.

Bei nacheinander ausgeführten Messungen der I-U-Kennlinie, wurde eine langsame Verschiebung zu höheren Feldstärken beobachtet (siehe Abbildung 5.12). Diese Verschiebung deutet auf einen Mechanismus hin, der den über die Haftstellen fließenden Tunnelstrom verringert. Es sind zwei Mechanismen denkbar, durch die der Tunnelstrom verringert

werden kann: 1. Durch den Einfang von Ladungsträgern in elektronische Zustände im Oxid kann das elektrische Feld dort teilweise abgeschirmt werden, und 2. Durch die Umladung von Zuständen im Oxid kann ihre energetische Lage derart verändert werden, dass sie danach nicht mehr zum Tunneln zur Verfügung stehen. Zunächst soll die erste Möglichkeit überprüft werden.

Abbildung 9.3 läßt erkennen, dass die Besetzungswahrscheinlichkeit der Haftstellen im Oxid ausgeprägt inhomogen ist. Dadurch entsteht eine Raumladungszone, die den Potenzialverlauf über dem Oxid ändert. Dies führt wiederum zu einer Beeinflussung der Tunnelwahrscheinlichkeiten P_1 und P_2 , was sich auf den gesamten Tunnelstrom auswirkt. Das durch die Aufladung des Oxides verursachte elektrische Feld sowie das resultierende Potenzial lassen sich aus der Poisson-Gleichung berechnen:

$$\Delta\phi = \frac{\rho(x)}{4\pi\epsilon_0\epsilon_{ox}} = \frac{-eN_T\eta(x)}{4\pi\epsilon_0\epsilon_{ox}} \quad (9.10)$$

In Gleichung 9.10 ist e die Elementarladung und ϵ die Dielektrizitätskonstante im Vakuum. Die statische Dielektrizitätskonstante in SiO_2 beträgt $\epsilon_{ox} = 3,9$ [Sze85]. Zur Abschätzung des elektrischen Feldes und des Potentials genügt es, die Besetzungswahrscheinlichkeit als Sprungfunktion anzunehmen:

$$\eta = \begin{cases} 1 & \text{für } x < x_a \\ 0 & \text{für } x > x_a \end{cases} \quad (9.11)$$

In dieser Gleichung beschreibt x_a die Position, bei der beide Tunnelwahrscheinlichkeiten P_1 und P_2 den gleichen Wert haben, also $P_1 = P_2$ gilt. Durch einmalige Integration von Gleichung 9.10 ergibt sich das elektrische Feld:

$$E(x) = -\nabla\phi(x) = \frac{-eN_T}{4\pi\epsilon_0\epsilon_{ox}} \int_0^x \eta(x')dx' = \begin{cases} \frac{-eN_T x}{4\pi\epsilon_0\epsilon_{ox}} & \text{für } x \leq x_a \\ 0 & \text{für } x > x_a \end{cases} \quad (9.12)$$

Durch zweimalige Integration von Gleichung 9.10 erhält man das Potenzial:

$$\phi_{ox}(x) = \frac{eN_T}{4\pi\epsilon_0\epsilon_{ox}} \int_0^x \eta(x')x'dx' = \begin{cases} \frac{eN_T x^2}{8\pi\epsilon_0\epsilon_{ox}} & \text{für } x \leq x_a \\ \phi(x_a) & \text{für } x > x_a \end{cases} \quad (9.13)$$

Der Verlauf des elektrischen Feldes und der zugehörigen Potenzialverlauf ist in Abbildung 9.4 dargestellt.

Wird das zusätzliche Potenzial ϕ_{ox} bei der Berechnung von P_1 und P_2 berücksichtigt, so ergibt sich eine Reduzierung des Haftstellen bedingten Tunnelstromes. Abbildung 9.5 zeigt

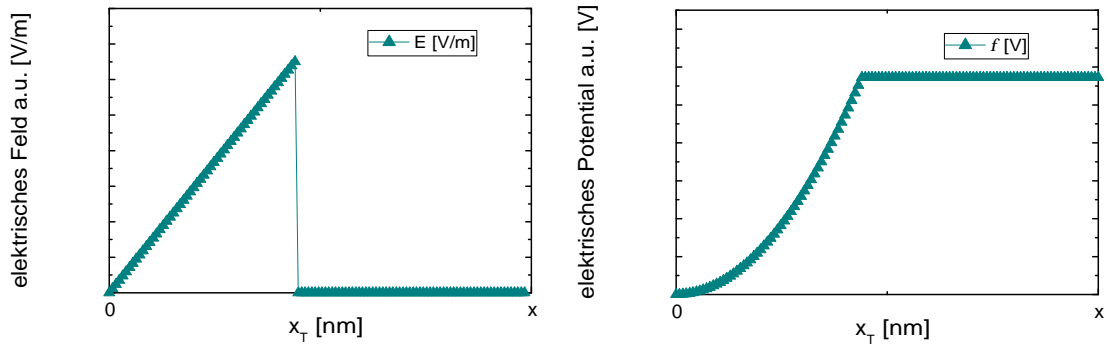


Abbildung 9.4: Durch Aufladung von Haftstellen erzeugtes elektrisches Feld (links) und der zugehörige Potenzialverlauf (rechts).

den örtlichen Verlauf der Tunnelwahrscheinlichkeiten P_1, P_2 und des ortsabhängigen Strombeitrages $J_{2korr}(x_T)$ unter Berücksichtigung des Potentials ϕ_{ox} für eine Haftstellenkonzentration von $N_T = 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, einer Tunnelbarriere $\phi_B = 3,2 \text{ V}$ und einer angelegten Spannung von $U = 10 \text{ V}$. Der ortsabhängige Strombeitrag $J_2(x_T)$, der ohne Berücksichtigung von ϕ_{ox} berechnet wurde ist zu Vergleichszwecke ebenfalls dargestellt. Es ist zu sehen, dass es durch die Ausbildung der Raumladungszone im Oxid zu einer Reduzierung des Haftstellen bedingten Tunnelstromes kommt.

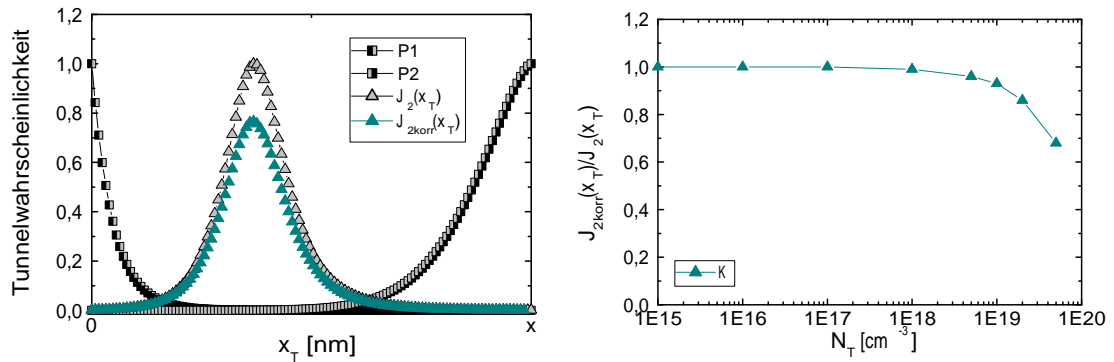


Abbildung 9.5: Einfluss der Raumladungszone im Oxid (links) und der Haftstellenkonzentration (rechts) auf den Haftstellen bedingten Tunnelstrom.

Ein Maß für den Einfluss der Oxidladungen auf den Haftstellen bedingten Tunnelstrom ist:

$$K = \frac{\int_0^x J_{2korr}(x_T)}{\int_0^x J_2(x_T)} \tag{9.14}$$

Auf der rechten Seite der Abbildung 9.5 ist K als Funktion der Haftstellenkonzentration dargestellt. Erst ab Haftstellenkonzentrationen von 10^{18} cm^{-3} hat die Raumladung Einfluss auf die Tunnelwahrscheinlichkeiten und führt zu einer Reduzierung des Haftstellen bedingten Tunnelstromes.

In dem in dieser Arbeit untersuchten Nickel kontaminierten Silizium kann die Haftstellenkonzentration aus den in Kapitel 7 beschriebenen SIMS Untersuchungen abgeschätzt werden. Da bei diesen Untersuchungen kein Nickel im Oxid nachgewiesen werden konnte, muss die Konzentration von Nickel unter der Nachweisgrenze der verwendeten Apparatur von $5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ liegen. Dieser Wert kann daher als obere Grenze der Nickel Konzentration angenommen werden. Aus Abbildung 9.5 (rechts) wird ersichtlich, dass bei einer Haftstellenkonzentration von $5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ keine Reduzierung des Haftstellen bedingten Tunnelstromes durch den Einfang von Ladungsträgern in elektronische Zustände im Oxid zu erwarten ist. Daher kann die in mit Nickel kontaminierten Silizium beobachtete Verschiebung der I-U-Kennlinie durch elektrischen Stress auch nicht mit der Entstehung einer Raumladungszone im Oxid erklärt werden. Es ist deshalb davon auszugehen, dass die Umladung von Zuständen im Oxid zu einer Änderung ihrer energetischen Lage führt, so dass sie nicht mehr für den Tunnelprozess zur Verfügung stehen. Der Beitrag des Haftstellen bedingten Tunnelstromes wird reduziert und die I-U-Kennlinie wird zu höheren Feldstärken verschoben.

9.6 Andere Ursachen für GOI-Defekte

Neben eingewachsenen Defekten und metallischen Verunreinigungen wurden in dieser Arbeit auch andere Ursachen für GOI-Defekte beobachtet. Es handelt sich dabei um Kratzer, die zu den in Abb. 5.7 und Abb. 5.8 thermographisch abgebildeten Schwankungen in der GOI-Defektdichte führen. Derartige lokale Schwankungen sind mit dem Stromrampenverfahren nicht detektierbar. Vergleicht man die Thermogramme mit den optischen Aufnahmen der Kratzer in Abb. 5.9, so kann man feststellen, dass GOI-Defekte nicht nur direkt an der Kratzerposition auftreten, sondern auch in einem Abstand von bis zu 1 cm. Die Ursache dafür könnten während des Kratzvorganges emittierte Interstitials oder aber Siliziumpartikel sein, die auf der Waferoberfläche verbleiben und zu einer ungleichmäßigen Oxidation führen.

10 Zusammenfassung

Im elektrisch isolierenden Oxid von MOS Strukturen werden Orte mit lokal verminderter Spannungsfestigkeit als GOI-Defekte bezeichnet. Diese Defekte werden mit eingewachsenen Defekten (COPs) in Verbindung gebracht, die während der Kristallzucht entstehen. Durch die Variation der Zuchtparameter lässt sich die Dichte, die Größe sowie die Verteilung der eingewachsenen Defekte und damit die Dichte und Verteilung der GOI-Defekte einstellen. Es ist von großem Interesse, GOI-Defekte über ganze (200 bzw. 300 mm) Wafer abbilden zu können. Bisher erlauben die Methoden EBIC, OBIC sowie die Kupferdekorationmethode jedoch lediglich die Abbildung von GOI-Defekten auf einigen cm^2 großen Probenflächen.

Im ersten Teil dieser Arbeit wurde eine Methode entwickelt, die es erlaubt, GOI-Defekte grössflächig abzubilden. Dazu wurde die Lock-in IR-Thermographie zum ersten mal für die Abbildung von GOI-Defekten verwendet. Diese Methode erlaubt den Nachweis von durchgebrochenen GOI-Defekten anhand des verursachten Leckstromes und der damit verbundenen lokalen Erwärmung. Sie erlaubt insbesondere auch eine grossflächige Abbildung der GOI-Defekte über ganze Wafer.

Für die Abbildung von GOI-Defekten ist es nötig, diese zunächst zu aktivieren d.h., die zunächst noch isolierenden GOI-Defekte elektrisch durchzubringen. Bei der Untersuchung kleiner Flächen (z.B. Standardtestfeld 8 mm^2) kann dazu an die Probe eine Spannung hochohmig angelegt werden. Diese wird langsam erhöht, bis der GOI-Defekt mit der geringsten Spannungsfestigkeit durchbricht. Für die grossflächige Abbildung von GOI-Defekten ist es jedoch nötig, in der Probe nicht nur den Defekt mit der geringsten Spannungsfestigkeit, sondern mehrere Hundert GOI-Defekte gleichzeitig zu aktivieren. In dieser Arbeit wurde eine Methode entwickelt, bei der dies durch Anlegen von sehr niederohmigen Spannungsimpulsen gelingt. Nach der Aktivierung der GOI-Defekte lassen sie sich mit Hilfe der Lock-in IR-Thermographie anhand des verursachten Leckstromes und der damit verbundenen Joule'schen Wärme abbilden.

Der erste Teil der Arbeit beschäftigt sich mit der Bestimmung der geeigneten Impulsparameter, bei der alle vorhandenen GOI-Defekte aktiviert werden. Dazu wurde die GOI-Defektdichte thermographisch an drei Materialien mit verschiedenen Defektdichten be-

stimmt. Die Ergebnisse werden mit den aus Stromrampenmessungen bekannten Werten verglichen. Es wurde festgestellt, dass bei einer Impulsdauer von 100 μs in allen drei Materialien die meisten GOI Defekte aktiviert werden. Die mit dieser Impulsdauer von 100 μs bestimmten GOI-Defektdichten stimmen gut mit den Stromrampenmessungen überein, so dass davon ausgegangen werden kann, dass wirklich nahezu alle vorhandenen GOI-Defekte aktiviert wurden.

Durch die Verwendung dieser Impulsdauer war es möglich, GOI-Defekte auf der gesamten Waferfläche zu aktivieren und thermographisch abzubilden. Es wurde beobachtet, dass die GOI-Defektverteilung nicht immer homogen ist. So wurden ausgeprägte radiale Abhängigkeiten, aber auch grossflächige Schwankungen in der GOI-Defektdichte beobachtet. Auch starke lokale Erhöhungen der GOI-Defektdichte in der Umgebung von Kratzern wurden beobachtet. Dies deutet darauf hin, dass nicht nur eingewachsene Defekte die Ursache für GOI-Defekte darstellen, sondern auch Prozess-verursachte Schädigungen der Waferoberfläche eine Rolle spielen können. Die entwickelte Methode ist dazu geeignet, um bei der Herstellung von integrierten Schaltkreisen einzelne Produktionsprozesse hinsichtlich ihrer Auswirkung auf die GOI-Defektdichte zu überprüfen.

In diesem Zusammenhang ist auch der zweiten Teil der Arbeit zu sehen, in dem zunächst der intrinsische Durchbruch charakterisiert wurde. Im Anschluss daran wurde der Einfluss von eingewachsenen Defekten sowie von Kupfer und von Nickel auf das Durchbruchverhalten studiert. Neben der Bestimmung des Durchbruchverhaltens und der GOI-Defektdichte konnte zusätzlich mit der im ersten Teil der Arbeit entwickelten Methode die GOI-Defektverteilung abgebildet werden. Dabei zeigten sich z.B. im unkontaminierten FZ-Material unerwartete grossflächige Schwankungen in der GOI-Defektdichte, die eventuell durch lokale Kontamination oder durch Polierschäden verursacht sind. Bei der Untersuchung des Cz-Materials wurde beobachtet, dass eingewachsene Defekte für eine lokale Reduzierung der Durchbruchfeldstärke verantwortlich sind. Es wurde eine homogene Defektverteilung beobachtet. Die Kontamination mit Kupfer führt im FZ-Material zu einer Erhöhung, im Cz-Material jedoch sogar zu einer leichten Reduzierung der GOI-Defektdichte. Die Untersuchung des Einflusses von Kupfer auf die Spannungsfestigkeit dünner Gateoxide ist von besonderer Bedeutung, da bei der Herstellung von integrierten Schaltungen in letzter Zeit auch Kupfer verwendet wird.

Bei der Untersuchung von mit Nickel kontaminiertem FZ- und Cz-Material wurde eine deutliche Reduzierung der Spannungsfestigkeit des Gateoxides beobachtet. Es kommt zu einer Verschiebung der I-U-Kennlinie zu niedrigeren Feldstärken. Durch elektrischen Stress wird die I-U-Kennlinie jedoch wieder zu leicht höheren Feldstärken verschoben. Dieses

Verhalten wurde hier zum ersten mal beobachtet und konnte in dieser Arbeit durch ein Modell erklärt werden, das einen zusätzlichen Haftstellen-bedingten Tunnelstrom berücksichtigt. Bei der thermographischen Abbildung der GOI-Defektverteilung wurde im mit Nickel kontaminierten Cz-Material eine homogene Defektverteilung, im mit Nickel kontaminierten FZ-Material jedoch das bevorzugte Durchbrechen im Randbereich beobachtet. Dies deutet darauf hin, dass das Segregationsverhalten von Nickel stark durch eingewachsene Defekte bzw. durch Eigenzwischengitteenatome beeinflusst wird.

Der dritte Teil dieser Arbeit beschäftigt sich mit der Untersuchung der strukturellen Ursache von GOI-Defekten, sowie mit der Frage, ob es zu einer Anreicherung von Kupfer bzw. Nickel in diesem Defekt bzw. im Gateoxid kommt. Dazu wurden kombinierte FIB/TEM sowie SIMS Untersuchungen durchgeführt. Für die strukturelle Analyse des Defektursprunges einzelner GOI-Defekte wurden diese zunächst im strombegrenzten Modus durchgebrochen und mit Hilfe von EBIC lokalisiert. Es wurden auch Versuche durchgeführt, die Ursache von GOI-Defekten möglicherweise bereits vor dem Durchbruch zu lokalisieren, um so eventuelle strukturelle Schädigungen beim Durchbruch zu vermeiden. Dabei wurde untersucht, ob sich die GOI-Defektursache anhand rekombinationsaktiver Eigenschaften nachweisen lässt. Dies gelang jedoch nicht. Bei diesen Untersuchungen wurden lediglich im mit Nickel kontaminierten FZ- und Cz-Material rekombinationsaktive Defekte beobachtet. Mit Hilfe von TEM bzw. EDX-Untersuchungen konnte nachgewiesen werden, dass es sich bei diesen rekombinationsaktiven Defekten um Nickelsilizidausscheidungen handelt. Diese unterscheiden sich in ihrer Form (stabförmig) deutlich von den nach dem „sanften“ elektrischen Durchbruch und anschließender FIB/TEM-Zielpräparation gemachten Aufnahmen der GOI-Defektursprunges. Hier wurden halbsphärische Defekte abgebildet in denen jedoch mit Hilfe von EDX kein Kupfer bzw. Nickel nachgewiesen werden konnte. In Übereinstimmung mit den Ergebnissen anderer Autoren konnte auch hier bei elektrisch durchgebrochenen GOI-Defekten die erwartete oktaedrische Form nicht eindeutig nachgewiesen werden.

10.1 Ausblick

Die Lock-in IR-Thermographie ist besonders für die Abbildung grossflächiger Schwankungen der GOI-Defektdichte geeignet. Beobachtungen solcher Schwankungen z.B. im FZ-Material führen zu der Annahme, dass einzelne Prozesse bei der Herstellung des Wafers GOI-Defekte verursachen. Mit Hilfe der Lock-in IR-Thermographie kann der Einfluss

einzelner Prozessschritte auf die GOI-Defektdichte und auf deren Verteilung untersucht werden und so die Anzahl von Prozess-induzierten GOI-Defekten reduziert werden.

In dieser Arbeit wurde eine radiale Abhängigkeit der Durchbruchspannung von GOI-Defekten in dem mit Nickel kontaminierten FZ-Material beobachtet. Es wurde vermutet, dass dieses Verhalten auf den Einfluss von Eigenzwischengitteratomen zurückgeführt werden kann. Der genaue Mechanismus der zu einer Reduzierung der Durchbruchsspannung führte, konnte jedoch nicht aufgeklärt werden. Weitere Arbeiten sind nötig, bei denen z.B. die Dichte der Nickelausscheidungen, deren Größe und relative Lage zum Gateoxid im Detail untersucht wird.

Zur Absicherung der TEM-Ergebnisse sind noch weitere Untersuchungen nötig, wobei für die strukturelle Untersuchung u.U. auch die Kupferdekorationstechnik zum Auffinden der Defekte angewandt werden sollte.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Schematische Darstellung der Bildung von Leerstellenagglomeraten und Sauerstoffausscheidungen in Silizium.	12
2.2	TEM Aufnahme eines oktaedrischen Leerstellenclusters.	13
2.3	Modell zur Erklärung des Einflusses oktaedrischer Leerstellencluster auf das Durchbruchverhalten von Gateoxiden.	18
2.4	Löslichkeiten und Diffusionskoeffizienten von 3d Elementen in Silizium. . .	20
3.1	Schematische Darstellung der EBIC Untersuchung einer MOS Struktur. Abgebildet sind ebenfalls das Ersatzschaltbild sowie der Signalverlauf bei der Abbildung einer rekombinationsaktiven Defektes.	24
3.2	Bandschema eines MOS Kondensators zur Darstellung der physikalischen Prozesse bei Elektronenbestrahlung.	25
3.3	Darstellung der Arbeitsschritte zu Herstellung einer planaren TEM Probe. .	28
3.4	Darstellung der FIB Querschnittspräparation.	29
3.5	Prinzip der Lock-in IR-Thermographie „TDL 384 M 'lock-in'“	32
4.1	Abbildung eines GOI-Defektes mit EBIC	36
4.2	Abbildung eines GOI-Defektes mit Lock-in IR-Thermographie	37
4.3	Thermogramm einer $2 \times 2 \text{ cm}^2$ großen Probe.	38
4.4	Anzahl der nach Anlegen von Spannungsimpulsen thermographisch detektierten GOI-Defekte cm^{-2}	40
4.5	Anzahl der nach Anlegen von Spannungsimpulsen aktivierten GOI-Defekte cm^{-2}	41
4.6	Anzahl der „ausgeheilten“ GOI-Defekte cm^{-2} in Abhängigkeit von der Impulsdauer und der Impulsspannung.	41
4.7	Mit Lock-in IR-Thermographie bestimmte GOI-Defektdichte cm^{-2}	42
4.8	Mit Lock-in IR-Thermographie bestimmte GOI-Defektdichte cm^{-2}	43

4.9	Mit Lock-in IR-Thermographie bestimmte GOI-Defektdichte cm^{-2} im Material C.	43
4.10	Schädigung an der Gate-Oberfläche	44
4.11	Abbildung von GOI-Defekten auf Viertelwafern.	46
4.12	Abbildung von GOI-Defekten auf Viertelwafern.	47
5.1	Thermographisch bestimmte GOI-Defektdichte für FZ- und Cz-Material. . .	52
5.2	Thermographische Abbildung des FZ-Materials nach Anlegen verschiedener Spannungsimpulse.	53
5.3	Thermographische Abbildung des Cz-Materials nach Anlegen verschiedener Spannungsimpulse.	54
5.4	Anzahl der durchgebrochenen Testfelder in Prozent. Vergleich zwischen intrinsischen Durchbruch und dem Einfluss eingewachsener Defekte	55
5.5	Tunnelstrom im FZ- im Vergleich zum Cz-Material.	56
5.6	Thermographisch bestimmte GOI-Defektdichte für unkontaminiertes, mit Kupfer und mit Nickel kontaminiertes FZ-Material.	57
5.7	Thermographische Abbildung des mit Kupfer kontaminierten FZ-Materials nach Anlegen verschiedener Spannungsimpulse. Im markierten Bereich wurde der Stromfluss durch eine Isolation unterbrochen (siehe Text).	58
5.8	Thermographische Abbildung des mit Nickel kontaminierten FZ-Materials nach Anlegen verschiedener Spannungsimpulse. Im markierten Bereich wurde der Stromfluss durch eine Isolation unterbrochen (siehe Text).	60
5.9	Optische Aufnahme eines Kratzers auf der Waferoberfläche des mit Kupfer und des mit Nickel kontaminierten FZ-Wafers.	61
5.10	Kumulierte Frühausfälle von Testfeldern in unkontaminiertem sowie in mit Kupfer und mit Nickel kontaminiertem FZ-Material in Prozent.	62
5.11	FN-Tunnelstrom im unkontaminierten, mit Kupfer und mit Nickel kontaminierten FZ-Material.	62
5.12	Verschiebung des FN-Tunnelstromes im mit Nickel kontaminierten Material.	63
5.13	Thermographisch bestimmte GOI-Defektdichte für unkontaminiertes, mit Kupfer und mit Nickel kontaminiertes Cz-Material.	64
5.14	Thermographische Abbildung des mit Kupfer kontaminierten Cz-Materials nach Anlegen verschiedener Spannungsimpulse.	65
5.15	Thermographische Abbildung des mit Nickel kontaminierten Cz-Materials nach Anlegen verschiedener Spannungsimpulse.	66

5.16	Kumulative Frühausfälle von Testfeldern in unkontaminiertem sowie in mit Kupfer und mit Nickel kontaminiertem Cz-Material in Prozent.	67
5.17	FN-Tunnelstrom im unkontaminierten, mit Kupfer und mit Nickel kontaminierten Cz-Material.	67
6.1	Abbildung eines Standardtestfeldes von mit Nickel kontaminiertem Cz-Silizium unter verschiedenen Vorspannungen.	71
6.2	Unter Vorspannung von -0.8 V abgebildete rekombinationsaktive Defekte im mit Nickel kontaminierten Cz-Silizium.	71
7.1	Mit SIMS gemessenes Tiefenprofil der Kupferkonzentration in mit Kupfer kontaminiertem FZ-Silizium.	74
7.2	Mit SIMS gemessenes Tiefenprofil der Nickelkonzentration in mit Nickel kontaminiertem FZ-Silizium.	75
8.1	Planare TEM Abbildung des in Probe 2102 lokalisierten Defektes.	78
8.2	Planare TEM Abbildung des in Probe 2202 lokalisierten Defektes.	79
8.3	Planare TEM Abbildung des in Probe 2302 lokalisierten Defektes.	80
8.4	TEM Abbildungen der unkontaminierten Cz-Proben.	83
8.5	TEM Abbildungen der mit Kupfer kontaminierten Cz-Probe 5.	84
8.6	TEM Abbildungen der mit Nickel kontaminierten Cz-Probe 19.	85
8.7	TEM Abbildungen der mit Nickel kontaminierten Cz-Probe 20.	86
8.8	TEM Abbildungen der mit Nickel kontaminierten FZ-Probe aus der Mitte des Wafers.	87
9.1	Berechnung der Anzahl der eingewachsenen Defekte, die in das Gateoxid hineinragen.	90
9.2	Schematische Darstellung des Bandverlaufes zur Erklärung des Haftstellen unterstützten Tunnelstromes.	93
9.3	Örtlicher Verlauf der Tunnelwahrscheinlichkeiten P_1 , P_2 und des ortsabhängigen Strombeitrages (links) und die Besetzungswahrscheinlichkeit der Haftstellen (rechts) in Abhängigkeit von der Haftstellenposition.	95
9.4	Durch Aufladung von Haftstellen erzeugtes elektrisches Feld und der zugehörige Potenzialverlauf.	97
9.5	Einfluss der Raumladungszone im Oxid (links) und der Haftstellenkonzentration (rechts) auf den Haftstellen bedingten Tunnelstrom.	97

Tabellenverzeichnis

4.1	Übersicht über die für die Bestimmung der geeigneten Impulsparameter untersuchten Materialien.	39
5.1	Überblick über die untersuchten Materialien.	50
5.2	Zusammenfassung der Untersuchungsergebnisse.	68
6.1	Überblick über die Dichte der mit Hilfe von EBIC unter Vorspannung abgebildeten rekombinationsaktiven Defekte.	72
8.1	Übersicht über die mit Hilfe der Lock-in IR-Thermographie lokalisierten GOI-Defekte.	77
8.2	Der Grad der thermischen Schädigung, der mit TEM abgebildeten Defekte wird in Zusammenhang mit der für die Lokalisierung dieser Defekte mit Hilfe der Lock-in IR-Thermographie benötigten Verlustleistung gebracht. .	81
8.3	Auswahl der aktivierten GOI-Defekte für die Querschnittspräparation anhand ihrer Durchbruchfeldstärke.	82

Literaturverzeichnis

- [Abe93] Abe, T., *Progr. in Semicond. Fab., SEMICON Europe, Tech. Conf.* .
- [Asz81] Aszodi, G., J. Szabon, I. Janossy und V. Szekely, *Solid-State Electronics* **24** (1981) 1127.
- [Bar96] Barton, D. und P. Tangyunyong, *Microelectronic Engineering* **31** (1996) 271.
- [Ber89] Bergholz, W., W. Mohr und W. Drewes, *Mat. Science and Engeniering* **B4** (1989) 359.
- [Bet82] Bethge, H. und J. Heydenreich, *Elektronenmikroskopie in der Festkörperphysik*, VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin, Germany (1982).
- [Brü79] Brümmer, Heydenreich, Krebs und Schneider, *Handbuch Festkörperanalyse*, Vieweg, Braunschweig (1979).
- [Bra95] Bracht, H., N. A. Stolwijk und H. Mehrer, *Phys. Rev. B* **52** (1995) 16542.
- [Bre97] Breitenstein, O., K. Iwig, I. Konovalov und D. Wu, *Edizioni ETS Pisa* (1997) 383.
- [Bre98] Breitenstein, O. und M. Langenkamp, *Sensors and Actuators (A)* **71** (1998) 46.
- [Bre00] Breitenstein, O., M. Langenkamp, F. Altmann, D. Katzer, A. Lindner und H. Eggers, *Rev. of Scientific Instr.* **71** (2000) 4155.
- [Bre01] Breitenstein, O., M. Langenkamp, O. Lang und A. Schirmacher, *Solar Energy Materials and Solar Cells* **65** (2001) 55.
- [Bro94] Brown, R., D. Maroudas und T. Sinno, *J. Cryst. Growth* **137** (1994) 12.
- [Bus92] Busse, G., D. Wu und W. Karpen, *J. Appl. Phys.* **71** (1992) 3962.

- [Car59] Carslaw, H. S. und J. C. Jaeger, *Conduction of heat in solids*, Claredon, Oxford (1959).
- [Car82] Carlsberg, T., T. King und A. Witt, *J. Electrochem. Soc.* **129** (1982) 189.
- [Czo18] Czochralski, J., *Zs. Phys. Chemie* **92** (1918) 219.
- [Das59] Dash, W., *J. Appl. Phys.* **30** (1959) 459.
- [Dea96] Deai, H., T. Iwasaki, Y. Ikematsu, K. Kawakami, H. Harada und A. Matsumura, *Jpn. J. Appl. Phys.* **35** (1996) 1476.
- [Dep96] Depas, H., T. Nigam und M. M. Heyms, *IEEE Trans. Electron Devices* (1996) 1499.
- [DiM89] DiMaria, D. J. und J. W. Stasiak, *J. Appl. Phys.* **65** (1989) 3342.
- [DiM97] DiMaria, D. J., *Solid-State Elektron* **41** (1997) 957.
- [Dor97] Dornberger, E., *Prediction of OSF Ring Dynamics and Grown-in Voids in Czochralski Silicon Crystals*, Dissertation, Université Catholique de Louvain, Wacker Siltronic (1997).
- [Ehr51] Ehrenberg, W., C. Lang und R. West, *Proc. Phys. Soc. (London)* **A 64** (1951) 424.
- [Ehr53] Ehrenberg, W. und J. Franks, *Proc. Phys. Soc. (London)* **B 66** (1953) 1057.
- [Fal98] Falster, R., D. Gambaro, M. Olmo, M. Cornara und H. Korb, *Defect and Impurity Engineered Semiconductors II. Symposium. Mater. Res. Soc. Warrendale, PA, USA.* (1998) 27.
- [Fal00] Falster, R., V.V.Voronkov und F. Quast, *Physica Status Solidi B-Basic Research* **222** (2000) 219.
- [Fil90] Fillard, J., *J. Crystal Growth* **103** (1990) 71.
- [Fin00] Fink, C., H. Feick, S. A. McHugo, W. Seifert, H. Hieslmair, T. Heiser, A. A. Istratov und E. R. Weber, *Phys. Rev. Lett.* **85** (2000) 4900.
- [Fur93] Furukawa, J., H. Furuya und T. Shingyouji, *Jpn. J. Appl. Phys.* **32** (1993) 5178.

- [Fus95] Fusegawa, I., K. Takano, M. Kikura und N. Fujimaki, *Mat. Science Forum* **196-201** (1995) 1683.
- [Gad70] Gadzuk, J. W., *J. Appl. Phys.* **41** (1970) 286.
- [Gil94] Gilles, D. und H. Ewe, *Semiconductor Silicon 1994, Electrochemical Society Proc.* **94-10** (1994) 772.
- [Gol75] Goldstein, J. I. und H. Yakowitz, *Practical Scanning Electron Microscopy*, Plenum Press, New York/London (1975).
- [Grä93] Gräf, D., M. Bohl, S. Bauer-Mayer, A. Ehlert, P. Wagner und A. Schnegg, *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.* **315** (1993) 50.
- [Grä96] Gräf, D., M. Suren, U. Lambert, R. Schmolke, A. Ehlert, W. Ammon und P. Wagner, *Electrochem. Soc. Proc.* **96-13** (1996) 117.
- [Grä97] Gräf, D., R. Wahlich, P. Krottenthaler, D. Feijoo, U. Lambert und P. Wagner, *Electrochemical Proceeding PV* **97-22** (1997) 18.
- [Gra95] Graff, K., *Metal Impurities in Silicon-Device Fabrication*, Springer Verlag, Berlin, Germany (1995).
- [Gra00] Gran, E., A. Huber, J. Grabmeier, R. Hölzel und R. Wahlich, *Gate Dielectric Integrity: Materials, Process, and Tool Qualification*, American Society for Testing and Materials, ASTM STP 1382, West Conshohocken (2000).
- [Hab96] Habu, R. und A. Tomiura, *Jpn. J. Appl. Phys.* **35** (1996) 1.
- [Hal64] Hall, R. H. und J. H. Racette, *J. Appl. Phys.* **35** (1964) 379.
- [Har78] Harari, E., *J. Appl. Phys.* **49** (1978) 2478.
- [Has97] Hasebe, M., K. Nakai, W. Ohashi, Y. Kematsu, T. Mizutani und T. Iwasaki, *Solid State Phen.* **57-58** (1997) 449.
- [Hei99] Heiser, T., A. A. Istratov, C. Flink und E. R. Weber, *Mater. Sci. Eng.* **B 58** (1999) 149.
- [Hey88] Heyns, M. M. und R. F. D. Keersmaecker, *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.* **105** (1988) 205.

- [Hol74] Holt, D. B., *Quantitative conductive mode scanning electron microscopy. In: Quantitative Scanning Electron Microscopy*, Academ. Press, London/ New York/ San Francisco (1974).
- [Hol89] Holt, D. B., *The Conductive Mode. In: SEM Microcharacterization of Semiconductors*, Academ. Press, London (1989).
- [Hon84] Honda, K., A. Ohsawa und N. Toyokura, *Appl. Phys. Lett.* **45** (1984) 270.
- [Hon87a] Honda, K., T. Nakanishi, A. Ohsawa und N. Toyokura, *J. Appl. Phys.* **62** (1987) 1960.
- [Hon87b] Honda, K., T. Nakanishi, A. Ohsawa und N. Toyokura, *Proceedings of the 5th Oxford Conference on the Microscopy of Semiconducting Materials (Inst. of Phys), Conf. Ser. No.* (1987) 463.
- [Hör93] Hörcher, G., *Physikalische Grenzen der Sekundärionen-Massenspektrometrie an niederdimensionalen Halbleiterschichten*, Verlag Ulrich E. Grauer, Wendlingen (1993).
- [Hu85] Hu, C., *Tech. Digest Int. Electron Device Meeting* (1985) 368.
- [Hub01a] Huber, A., *persönliche Mitteilung* (2001).
- [Hub01b] Huber, A., *persönliche Mitteilung* (2001).
- [Hub01c] Huber, A., *persönliche Mitteilung* (2001).
- [Hub02] Huber, A., *persönliche Mitteilung* (2002).
- [Ish98] Ishitani, T., Y. Taniguchi, S. Isakozawa, H. Koike, T. Yaguchi, H. Matsumoto und T. Kamino, *J. Vac. Sci. Technol.* **B 16** (1998) 2532.
- [Ist98] Istratov, A. A., C. Flink, H. Hieslmair, E. R. Weber und T. Heiser, *Phys. Rev. Lett.* **81** (1998) 1243.
- [Its82] Itsumi, M. und F. Kiyosumi, *J. of the Electrochem. Soc.* **129** (1982) 800.
- [Its96a] Itsumi, M., H. Akiya, M. Tomita, T. Ueki und M. Yamawaki, *J. Appl. Phys.* **80** (1996) 6661.
- [Its96b] Itsumi, M., H. Akiya, T. Ueki, M. Tomita und M. Yamawaki, *Jpn. J. Appl. Phys.* **35** (1996) 812.

- [Its96c] Itsumi, M., Y. Omura, K. Imai, T. Ueki und H. Akiya, *J. Electrochem. Soc.* **143** (1996) 2357.
- [Its98a] Itsumi, M., M. Maeda und T. Ueki, *J. Appl. Phys.* **84** (1998) 1241.
- [Its98b] Itsumi, M., Y. Okazaki, M. Watanabe, T. Ueki und N. Yabumoto, *J. of the Electrochem. Soc.* **145** (1998) 2143.
- [Jac00] Jackson, K. A. und W. Schröter, *Handbook of Semiconductor Technology*, Wiley-VCH, Weinheim (2000).
- [Kat96] Kato, M., T. Yoshida, Y. Ikeda und Y. Kitagawara, *Jpn. J. Appl. Phys.* **35** (1996) 5597.
- [Kim97] Kimura, S. und K. Terashima, *J. Cryst. Growth* **180** (1997) 323.
- [Kir99] Kirk, H. R., Z. Radzinski, A. Romanowski und G. A. Rozgonyi, *Journal of the Electrochemical Soc.* **146** (1999) 1529.
- [Kis96] Kissinger, G., J. Vanhellefont, C. Claeys und H. Richter, *J. of Crystal Growth* **158** (1996) 191.
- [Kit99] Kittel, C., *Einführung in die Festkörperphysik*, Oldenbourg Verlag, Rosenheimer Str. 145, D-81671 München (1999).
- [LB84] Landolt-Börnstein, *Technologie von Si, Ge und SiC*, Springer Verlag, Berlin (1984).
- [Lea82] Leamy, H. J., *J. Appl. Phys* **53** (1982) 51.
- [Lee87] Lee, J., C. D. Wong, C. Y. Tung, W. L. Smith, S. Hahn und M. Arst, *Appl. Phys. Lett.* **51** (1987) 54.
- [Liu92] Liu, Z. und T. Carlsberg, *J. Electrochem. Soc.* **139** (1992) 844.
- [Mer93] Mertens, P., H. Schmidt, M. Meuris, S. Verhaverbeke, D. Gräf, K. Dillenbeck, S. Salem und M. Heyns, *Proc. VLSI Symposium May 17-19* (1993) 111.
- [Miy95] Miyazaki, M., S. Miyazaki, T. Kitamura, T. Aoki, Y. Nakashima, M. Hourai und T. Shigematsu, *Jpn. J. Appl. Phys.* **34** (1995) 409.
- [Mor83] Moriya, K. und T. Ogawa, *Jap. J. Appl. Phys.* **22** (1983) 307.

- [Mor89] Moriya, K., K. Hirai, K. Kashima und S. Takasu, *J. Appl. Phys.* **66** (1989) 5267.
- [Mur94] Murakami, Y., T. Shiota, T. Shingyouji und H. Abe, *J. Appl. Phys.* **75** (1994) 5302.
- [Naf93] Nafria, M., J. Surie und X. Aymerich, *J. Appl. Phys.* **73** (1993) 205.
- [Nak94] Nakajima, K., J. Furukawa, H. Furuya und T. Shingyouji, *Semiconductor Silicon, Electrochem. Soc. Proc.* **94** (1994) 168.
- [Our84] Ourmazd, A. und W. Schröter, *Appl. Phys. Lett.* (1984) 781.
- [Par96] Park, J. und G. Rozgonyi, *Solid State Phenomena* **47-48** (1996) 327.
- [Pic54] Pick, D., *Naturwiss.* **41** (1954) 345.
- [Ree75] Reed, S. J. B., *Electron Microprobe Analysis*, Cambridge University Press, London (1975).
- [Rei56] Reiss, H., C. S. Fuller und F. J. Morin, *Bell Syst. Tech. J.* **35** (1956) 535.
- [Ros96] Rosenbaum, E., J. C. King und C. Hu, *IEEE Trans. Electron Devices* **43** (1996) 70.
- [Ryu90] Ryuta, J., E. Morita, T. Tanaka und Y. Shimanuki, *Jpn. J. Appl. Phys.* **29** (1990) L1947.
- [Sad93] Sadamitsu, S., S. Umeno, Y. Koike, M. Hourai, S. Sumita und T. Shigematsu, *Jpn. J. Appl. Phys.* **32** (1993) 3675.
- [Sai98] Saito, M., T. Aoyama, T. Hashimoto und S. Isakozawa, *Jpn. J. Appl. Phys.* **37** (1998) 355.
- [Sch98] Schroder, D. K., *Semiconductor Material and Device Characterization*, John Wiley and Sons, New York (1998).
- [Sei98] Seibt, M., M. Griess, A. A. Istratov, H. Hedemann, A. Sattler und W. Schroeter, *Phys. Status Solidi A* **166** (1998) 171.
- [Sei99] Seibt, M., H. Hedemann, A. A. Istratov, F. Riedel, A. Sattler und W. Schroeter, *Phys. Status Solidi A* **171** (1999) 301.
- [Sha96] Shabani, M. B., T. Yoshimi und H. Abe, *J. Electrochem. Soc.* **143** (1996) 2025.

- [Shi90] Shinha, P. K. und W. S. Glaunsinger, *J. Mat. Res.* **5** (1990) 1013.
- [Sim90] Simo, A. und S. Martinuzzi, *Proc. 21st IEEE PVSC* (1990) 800.
- [Sin00] Sinno, T., E. Dornberger, W. von Ammon, R. A. Brown und F. Dupret, *Mat. Sci. and Eng. R.* **28** (2000) 149.
- [Suh96] Suhren, M., D. Gräf, R. Schmolke, H. Piontek und P. Wagner, *Inst. Phys. Conf. Ser.* **149** (1996) 301.
- [Sze85] Sze, S. M., *Semiconductor Devices, Physics and Technology*, John Wiley and Sons, New York (1985).
- [Tak96] Takeno, H., M. Kato und Y. Kitagawa, *Proc. of the 2nd Int. Symp. on Advanced Science and Technology of Silicon Mat.* (1996) 302.
- [Tak01] Takasu, S., *JEOL News* **36E** (2001) 60.
- [Tam96] Tamatsuka, M., M. Kimura, S. Oka und G. A. Rozgonyi, *Electrochemical Society Proc.* **96-13** (1996) 345.
- [Tam98] Tamatsuka, M. und K. Miki, *Solid State Phen.* **63-64** (1998) 395.
- [Tan83] Taniguchi, K., D. Antoniadis und Y. Matsushita, *Appl. Phys. Lett.* **42** (1983) 961.
- [Tog95] Togawa, S., X. Huang, K. Izunome, K. Terashima und S. Kimura, *J. Cryst. Growth* **148** (1995) 70.
- [Uek97] Ueki, T., M. Itzumi und T. Takeda, *Appl. Phys. Letters* **70** (1997) 1248.
- [Ume97] Umeno, S., M. Okui, M. Hourai, M. Sano und H. Tsuya, *Jpn. J. Appl. Phys.* **36** (1997) 591.
- [Van96] Vanhellefont, J., G. Kissinger, K. Kenis, M. Depas, D. Gräf, U. Lambert und P. Wagner, *NATO ASI Series, §. High Technology* **17** (1996) 493.
- [Vor82] Voronkov, V. V., *J. Crystal Growth* **59** (1982) 625.
- [Vyv98] Vyvenko, O. F., *Solid State Phenomena* **63-64** (1998) 301.
- [Wag95] Wagner, P., M. Bohl, D. Gräf und U. Lambert, *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.* **378** (1995) 17.

- [Wij94] Wijaranakula, W. und Y. Pan, *Electrochem. Soc. Abstract No* **185** (1994) 299.
- [Wil89] Wilson, R., F. Stevie und C. Magee, *Secondary Ion Mass Spectroscopy*, John Wiley and Sons, New York (1989).
- [Yak92] Yakimov, E., *Scanning Microsc.* **6** (1992) 81.
- [Yam83] Yamabe, K., K. Tanigucij und Y. Matsushita, *Proc. Int. Reliability Phys. Symp. (IEEE, NY)* (1983) 184.
- [Yam92] Yamagishi, H., I. Fusegawa, N. Fujimaki und M. Katayama, *Semicond. Sci. Technol.* **7** (1992) A 135.
- [Yam94] Yamagishi, H., I. Fusegawa, K. Takano, E. Iino, N. Fujimaki, T. Ohta und M. Sakurada, *Semiconductor Silicon, Electrochem. Soc. Proc.* **94-10** (1994) 124.
- [Yen91] Yen, C. und W. Tiller, *J. Cryst. Growth* **113** (1991) 549.
- [Zho93] Zhong, L. und F. Shimura, *J.Appl.Phys.* **73** (1993) 707.
- [Zul83] Zulehner, W., *J. Crystal Growth* **65** (1983) 189.
- [Zul84] Zulehner, W., *Landold-Börnstein 17, Semiconductors, Springer Verlag, Berlin* (1984) 63.
- [Zul89a] Zulehner, W., *Landold-Börnstein 22, Semiconductors, Springer Verlag, Berlin* (1989) 391.
- [Zul89b] Zulehner, W., *Mat. Science and Engeneering* **B4** (1989) 1.

Lebenslauf

PERSÖNLICHE DATEN

Name: Huth
Vorname: Steffen
Adresse: C.-Robertstr. 5, 06114 Halle
Geburtsdatum: 27. Oktober 1969
Geburtsort: Schwedt/Oder
Familienstand: ledig

AUSBILDUNG

1976-1986: Polytechnische Oberschule, „Berthold Brecht“
June 1989: Berufsausbildung mit Abitur zum BMSR-Techniker
1989-1990: Wehrdienst
1990-1993: Studium der Physik an der Martin-Luther Universität Halle-Wittenberg
1993-1994: Studium der Physik an der UMIST, Manchester, England
1994-1996: Studium der Physik an der Martin-Luther Universität Halle-Wittenberg
April 1996: Abschluss des Studiums der Physik mit der Diplomarbeit:
„Untersuchung von Strahlenschäden in Silizium mit Hilfe der Positronenlebensdauerspektroskopie“
1996-1998: wissenschaftlicher Mitarbeiter am MPI für Astronomie in Heidelberg, Entsendung nach Spanien, Kalibration der IR-Detektoren des astronomischen Satelliten ISO
1999-2002: Doktorand am Max-Planck-Institut für Mikrostrukturphysik in Halle
Titel der Arbeit: *„Durchbruchverhalten von Gateoxiden: Einfluss eingewachsener Defekte und metallischer Verunreinigungen“*
Doktorvater: Prof. Dr. U. Gösele und Doz. Dr. O. Breitenstein

Eidesstattliche Erklärung

Ich erkläre, dass ich keine anderen als die von mir angegebenen Quellen und Hilfsmittel zur Erstellung meiner Dissertation verwendet habe. Den benutzten Werken wörtlich oder inhaltlich entnommene Stellen sind als solche gekennzeichnet.

Steffen Huth

Halle / Saale, im Januar 2002

Danksagung

Hiermit möchte ich mich bei allen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Im Besonderen möchte ich mich bedanken:

Bei Herrn Professor U. Gösele für die stets fördernde Unterstützung der Arbeit, sowie für die Diskussion der Untersuchungsergebnisse.

Bei Herrn Dr. O. Breitenstein, für die interessante Aufgabenstellung sowie für die Betreuung der Experimente. Mein besonderer Dank gilt Ihm für die fachlichen Diskussionen sowie für seine Unterstützung bei der Vorbereitung von Vorträgen, Berichten und Publikationen.

Bei der Wacker Siltronic AG für die Bereitstellung der Proben sowie für die finanzielle Unterstützung der Untersuchungen im Rahmen einer Forschungsdienstleistung. Insbesondere möchte ich mich bei Herrn Dr. A. Huber, Herrn Dr. U. Lambert und Herrn Dr. D. Dantz für ausführliche Diskussionen der Untersuchungsergebnisse und für eine sehr gute Zusammenarbeit bedanken. Ich bedanke mich auch bei Herrn Dr. E. Dornberger, für zahlreiche Auskünfte und Diskussionen.

Bei Herrn Dr. M. Langenkamp und Herrn Dr. Rakotoniaina für zahlreiche Diskussionen und Anregungen.

Bei Frau Dr. M. Werner für die Einführung in die Transmissions Elektronenmikroskopie. Bei Herrn Dr. R. Scholz für die Durchführung von TEM Untersuchungen und bei Herrn H. Stenzel für die Durchführung der EDX Untersuchungen.

Bei Frau S. Hopfe und Frau B. Lausch für die Anfertigung von TEM Präparaten, sowie für Hinweise und Ratschläge bei der Anfertigung von großflächigen TEM Präparaten.

Bei Herrn Dr. W. Erfurth und Herrn K.-U. Aßmann für technische Hinweise bei der Bedienung des Rasterelektronenmikroskopes JSM6400.

Weiterhin möchte ich mich bei allen Mitarbeitern des Max-Planck-Instituts für die angenehme Arbeitsatmosphäre und die mir entgegengebrachte Hilfsbereitschaft bedanken.

Ich danke meiner Familie, besonders meinen Eltern, die mir während meines Studiums und während der Promotion jede erdenkliche Hilfe zukommen ließen.